VISIT…

М. Е. СЕРЕБРЯКОВ

ВНУТРЕННЯЯ БАЛЛИСТИКА СТВОЛЬНЫХ СИСТЕМ И ПОРОХОВЫХ РАКЕТ

ТРЕТЬЕ ИЗДАНИЕ
ДОПОЛНЕННОЕ И ПЕРЕРАБОТАННОЕ

Допущено Министерством высшего и среднего специального образования РСФСР в качестве учебника для высших технических учебных заведений

ГОСУДАРСТВЕННОЕ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ОБОРОНГИЗ
Москва 1962

Третье издание книги значительно переработано и включает новые материалы, отражающие результаты исследований в области внутренней баллистики, полученные в последние годы.

В учебнике излагаются общие теоретические основы внутренней баллистики ствольных систем различных видов и пороховых ракет и современные методы решения ее главнейших задач.

Особое внимание уделено физической стороне рассматриваемых процессов, подробно исследуются законы горения пороховых зарядов и закономерности процессов, протекающих в канале ствола орудия и в каморе ракеты.

Книга является не только учебником для студентов втузов, но также будет полезна научным работникам и инженерам промышленности, работающим в области артиллерийской техники

Рецензенты: докт. техн. наук, проф. **А. А. Дмитриевский**

и канд. техн. наук, доцент **В. Ф. Устинов**

Научный редактор инж **А. Г. Демусяк**

Зав. редакцией инж. *С. Д. Красильников*

ПРЕДИСЛОВИЕ

Со времени выхода в свет (1949 г.) второго издания учебника «Внутренняя баллистика», написанного автором при участии проф. Г. В. Оппокова, в артиллерийской технике произошли огромные качественные изменения, вызванные бурным развитием ракетного вооружения. Ствольная артиллерия утратила то доминирующее значение, которое она имела в системе вооружения на всем историческом пути своего развития, включая вторую мировую войну. Теперь в системе вооружения главная роль принадлежит ракетной артиллерии всех видов, создаваемой на базе двигателей с применением жидкого и твердого топлив.

Успешные запуски в СССР спутников Земли, лунника и спутника Солнца и, наконец, первые в мире полеты в космос на космических кораблях «Восток», «Восток-2», «Восток-3» и «Восток-4» космонавтов Ю. А. Гагарина, Г. С. Титова, А. Г. Николаева и П. Р. Поповича подтвердили неограниченные возможности развития реактивного принципа движения, предсказанные еще в 1903 г. нашим соотечественником К. Э. Циолковским.

Результаты запусков в 1960—1962 гг. советских межконтинентальных ракет по выбранному сектору поверхности Тихого океана показали, что они могут быть заброшены с большой точностью в любую точку земного шара.

Тем не менее определенный круг боевых задач будет решаться ствольной артиллерией, и она остается на вооружении сухопутных войск, военно-морских сил и авиации всех государств наряду с войсковым реактивным оружием.

Поэтому перспективы дальнейшего развития ствольных систем, т. е. повышения могущества выстрела, повышения начальных скоростей и дальности снаряда имеют и сейчас существенно важное значение.

Учитывая роль и значение ракетного вооружения, предлагаемое издание учебника, несмотря на некоторое сокращение объема по сравнению с учебником 1949 г., кроме основных задач, решаемых внутренней баллистикой ствольных систем, включает задачи, относящиеся к внутренней баллистике пороховых ракет.

При написании книги автором использованы не только работы советских, но и иностранных специалистов, опубликованные в различной литературе.

Курс внутренней баллистики, излагаемый в настоящей книге, включает введение и четыре основных раздела:

1. Теоретические основы внутренней баллистики.
2. Внутренняя баллистика пороховых ракет.
3. Физические основы процесса выстрела из ствольных систем.
4. Решение различных задач внутренней баллистики и основные закономерности выстрела для ствольных систем.

Во введении сформулированы общие задачи внутренней баллистики как науки и освещено ее значение и роль в развитии пороховых ракет, артиллерийских систем и боеприпасов к ним.

В первом разделе изложены основные сведения из термодинамики и газодинамики, законы горения порохов и образования газов при горении пороха в постоянном объеме и при истечении газов через отверстие или сопло. Данный материал необходим для правильного понимания процессов, происходящих при выстреле в канале ствола орудия и при горении заряда в каморе порохового реактивного снаряда. Большое внимание уделено выяснению физической основы процесса выстрела, а также взаимной зависимости процессов горения и определяющих их параметров и факторов.

В четвертой главе разд. II подробно рассмотрены особенности процесса горения пороха в каморах ракетных снарядов при невысоких давлениях (до 200 *кг/см*^{2}), для которых закон скорости горения пороха значительно отличается от закона скорости горения при высоких давлениях. В этой главе при исследовании процессов, протекающих в каморах ракет, рассматриваются и другие факторы, которые в той или иной степени оказывают влияние на процесс горения пороха и на характер изменения давления газов. В конце главы дается понятие о турбореактивных снарядах и приводятся некоторые сведения о новых видах твердых топлив, разрабатываемых в США.

В пятой главе разд. III излагаются физические основы процессов, протекающих при выстреле из ствольного оружия, дается представление о работе, совершаемой пороховыми газами, и рассматривается изменение давления пороховых газов по длине канала ствола. В этом разделе коренным образом переработан материал, касающийся вопросов влияния формы каморы на развитие давления при горении заряда и вся шестая глава о последействии газов на ствол и на снаряд. При изложении этих вопросов автором за основу приняты результаты работ проф. М. А. Мамонтова по исследованию истечения газов из цилиндрической трубы, поскольку эти исследования правильнее отображают процесс истечения пороховых газов из канала орудия, чем обычно рассматривающееся в газодинамике явление истечения газов через малое отверстие из большого объема.

Теория дульных тормозов, изложенная в главе VI, приводится в кратком виде, так как она подробно освещена в недавно вышедшей книге проф. А. А. Толочкова «Теория лафетов» (Оборонгиз,

1960), в которой раздел о дульных тормозах написан докт. техн. наук, проф. Б. В. Орловым.

Четвертый раздел книги посвящен решению различных задач внутренней баллистики и установлению основных закономерностей выстрела из ствольных систем. В седьмой и восьмой главах этого раздела изложены методы решения различных практических задач внутренней баллистики. В девятой и десятой главах устанавливаются основные закономерности выстрела при различных условиях заряжания, излагаются теоретические основы баллистического проектирования орудий и методы практического их применения при проектировании стволов и пороховых зарядов. В одиннадцатой главе рассматриваются особенности выстрела из некоторых специальных видов ствольного оружия (стрелкового, конических стволов, при применении подкалиберных снарядов) и баллистические возможности порохов очень высокой прогрессивности — вопрос, вызвавший в свое время большие дискуссии среди специалистов. Глава заканчивается рассмотрением вопроса об использовании в лабораторных условиях для получения очень высоких скоростей снаряда легких газов, сжимаемых или нагреваемых при сжигании порохового заряда. Эта идея освещена в ряде статей в зарубежной литературе, и знакомство с ней полезно для студентов втузов и инженеров, работающих в этой области.

Последняя глава (XII) знакомит читателя с решением основной задачи внутренней баллистики для систем, в которых во время выстрела одновременно с движением снаряда происходит истечение газов или через специальные сопла (газодинамическое орудие и безоткатное орудие) или через узкие кольцевые зазоры (миномет). В ней кратко излагаются методы баллистического проектирования этих систем.

Автор выражает благодарность за помощь при составлении учебника канд. техн. наук П. А. Воробьеву, написавшему в основном первую и вторую главы книги, канд. техн. наук В. Ф. Сиротинскому, который в начале третьей главы написал раздел о порохах и зарядах, и канд. техн. наук В. С. Егорову, осветившему в гл. VIII вопрос о применении счетных машин для решения задач внутренней баллистики.

Автор благодарит также коллектив кафедры внутренней баллистики Артиллерийской академии им. Дзержинского, критически рассмотревший рукопись учебника.

Автор выражает признательность докт. техн. наук, проф. А. А. Дмитриевскому и канд. техн. наук, доц. В. Ф. Устинову, сделавшим ряд ценных указаний и предложений при рецензировании рукописи, а также научному редактору А. Г. Демусяку за большой труд по редактированию рукописи.

Все замечания по книге автор просит направлять по адресу: Москва, И-51, Петровка, 24, Оборонгиз.

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

a_0 — скорость звука в газах;
$2b$ — ширина ленты, пластинки пороха;
B — параметр заряжания проф. Н. Ф. Дроздова;
c_w — теплоемкость газов при постоянном объеме;
c_p — теплоемкость газов при постоянном давлении;
$2c$ — длина порохового элемента (трубки, ленты...);
d — калибр орудия;
d_0 — начальный диаметр канала трубки или зерна со многими каналами;
D_0 — начальный наружный диаметр трубки или зерна со многими каналами;
$D_{кам}$ — внутренний диаметр каморы орудия или реактивного двигателя;
$2e_1$ — начальная толщина свода пороха (трубки, ленты, ...);
e — толщина сгоревшего слоя пороха (в одном направлении);
F_{min}, $F_{кр}$ — площадь критического сечения сопла;
F_a — площадь выходного сечения сопла;
$F_{кам}$ — площадь сечения каморы;
$F_{св}$ — площадь свободного сечения каморы реактивного двигателя
f — сила пороха;
$G_{сек}$ или $G_{расх}$ — секундный расход газов;
$G_{прит}$ — секундный приток газов;
i — импульс давления газов в орудии;
I — импульс давления газов в постоянном объеме;
$I_к$ — полный импульс давления газов за время сгорания пороха;
I_R — импульс реактивной силы R;
$I_п$ — полный импульс реактивной силы R;
I_1 — единичный импульс реактивной силы или удельная тяга;
k — показатель адиабаты;
l — длина пути снаряда по каналу ствола;
$L_{нр}$ — длина нарезной части канала ствола;
$L_{кан}$ — длина канала ствола (от дна каморы до дульного среза);
$L_{ст}$ — полная длина ствола, включая затвор;
L — работа газа данного веса;
m — масса снаряда;
M_0 — масса откатных частей;
N — сила давления на боевую грань нареза и пояска;
p — давление газов в канале ствола и в ракетной каморе;
p_0 — давление форсирования снаряда;

P — давление газов в постоянном замкнутом объеме (бомбе);

$p_{дн}$, $p_{ср}$, $p_{сн}$ — соответственно давление газов на дно каморы орудия, среднее давление и давление на дно снаряда;

$p_в$ — давление газов воспламенителя;

q — вес снаряда;

$q_б$ — вес боевой части ракеты;

$q_{дв}$ — вес двигателя;

$q_т$ — тепловой поток через единицу площади в единицу времени;

$Q_ж$ и $Q_{пар}$ — количество тепла, выделяемое при сгорании 1 *кг* пороха при воде жидкой и воде парообразной;

Q_0 — вес откатных частей при выстреле;

R — реактивная сила при истечении газов;

s — площадь поперечного сечения канала ствола, включая нарезы;

S_1, S — начальная и текущая поверхность пороха;

$S_к$ — поверхность пороха в конце горения;

t — время (время горения пороха, время движения снаряда, ...);

T_1 — температура горения пороха (взрывчатого превращения);

u — скорость горения пороха;

U — скорость течения и движения газов;

u — внутренняя энергия единицы веса газа;

v — скорость снаряда (относительно канала ствола);

v_a — абсолютная скорость снаряда (относительно земли);

v_{max} — наибольшая скорость снаряда в конце периода последействия газов или наибольшая скорость ракеты;

V — скорость отката ствола;

$V_т$ — скорость отката при наличии дульного тормоза;

w — удельный объем пороховых газов;

w_1 — удельный объем пороховых газов при нормальных условиях (0° С и 760 *мм* рт. ст.);

W_0 — объем каморы или бомбы;

W — текущий объем рабочей части канала;

$x = z - z_0$ — относительная толщина пороха, сгоревшая от начала движения снаряда;

y — расстояние от горящей поверхности пороха до слоя газов;

$z = \frac{e}{e_1}$ — относительная толщина сгоревшего слоя пороха;

α — коволюм пороховых газов;

γ — плотность газов (весовая);

Γ — функция прогрессивности горения пороха;

δ — плотность пороха;

Δ — плотность заряжания;

ε — чувствительность давления к изменению параметров заряжания в ракетной каморе;

η_ω — коэффициент использования единицы веса заряда;

$\eta_д$ — коэффициент заполнения индикаторной диаграммы;

$\eta_б$ — коэффициент использования металла орудия;

$\zeta = \dfrac{S}{V}$ — характеристика интенсивности нарастания давления газов в постоянном объеме;

$\varkappa_{\text{п}} = \dfrac{S}{F_{\text{св}}}$ — характеристика интенсивности потока газов в каморе ракеты;

$\varkappa$, λ, μ — характеристики формы пороха;

$\Lambda = \dfrac{l}{l_0}$ — относительная длина пути снаряда;

ν — показатель степени в законе горения $u = Ap^{\nu}$;

ρ — массовая плотность газов;

σ — относительная поверхность пороха;

ψ — относительная часть сгоревшего пороха.

ВВЕДЕНИЕ

ПРЕДМЕТ И ЗАДАЧИ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ

Внутренняя баллистика — одна из основных артиллерийских технических наук, которая изучает закономерности явлений и процессов, протекающих при выстреле во время сгорания заряда в канале ствола огнестрельного оружия или в каморе пороховой ракеты.

Выстрел из орудия — сложный термодинамический и газодинамический процесс очень быстрого, почти мгновенного, превращения химической энергии пороха сначала в тепловую, а затем в кинетическую энергию пороховых газов, приводящих в движение снаряд, ствол и лафет. Этот процесс очень высокой напряженности: длительность выстрела — тысячные и сотые доли секунды; наибольшее давление газов достигает 3000—4000 *кг/см*^{2}; температура газов 2500÷3500° К в момент их образования и 1500—2000° К к моменту вылета снаряда; максимальная скорость снаряда при вылете из канала ствола более 700÷1000 *м/сек*, а наибольшее ускорение его — перегрузка — составляет 15 000÷20 000g.

Движение ракеты возникает под действием силы реакции пороховых газов, образующихся при сгорании заряда твердого топлива в ракетной каморе и вытекающих из нее через расширяющееся сопло, причем в ракете боевая часть (головка), приборы управления и двигатель в виде достаточно длинной каморы с соплом составляют одно целое.

Процесс горения порохового заряда в каморе ракеты гораздо менее напряженный, чем горение заряда в канале ствола орудия. Наибольшее давление обычно не превышает 150—200 *кг/см*^{2}; длительность процесса горения — единицы и десятки секунд; ускорение ракеты при старте не превышает 10÷20g; максимальную скорость ракета получает к концу горения заряда и истечения газов; на траектории ракеты этот момент соответствует концу активного участка.

К общим задачам внутренней баллистики как науки относится:

1. Изучение и анализ условий и факторов, от которых зависит процесс выстрела из ствольного и ракетного оружия.

2. Установление общих и частных теоретических и экспериментальных закономерностей, характеризующих и сопровождающих процесс выстрела.

3. Разработка методов решения задач, возникающих в процессе исследования выстрела.

4. Разработка специальной аппаратуры для исследования явлений и процессов при выстреле.

5. Изыскание путей совершенствования и дальнейшего развития внутренней баллистики как науки, дающей научно-технические основы для ряда смежных артиллерийских дисциплин, проектирующих артиллерийские системы и боеприпасы к ним (сопротивление стволов, теория лафетов, проектирование снарядов, теория дистанционных трубок и взрывателей, проектирование ракет).

При решении сложных теоретических и практических задач внутренняя баллистика нередко прибегает к схематизации и упрощению изучаемых процессов, вводит определенные допущения, что позволяет решать задачи сначала в первом приближении, а затем уточнять полученные решения, учитывая влияние еще не достаточно изученных факторов.

Иногда для согласования расчетных данных с результатами опытов и стрельб приходится вводить коэффициенты согласования, характеризующие недостаточность наших знаний исследуемых процессов и явлений.

Ввиду ряда отличий в конструкции и условиях горения заряда в ствольной системе и ракетной каморе вопрос об особенностях в явлении выстрела из этих систем рассмотрим по отдельности.

В явлении выстрела из орудия различают следующие основные процессы:

1. Горение пороха и образование газов, нагретых до очень высокой температуры и обладающих большим запасом внутренней энергии; в этом процессе скорость горения зависит в основном от природы и температуры пороха и от давления газов.

2. Преобразование тепловой энергии пороховых газов в кинетическую энергию движения системы — газы заряда—снаряд—ствол—лафет.

3. Движение газов заряда, снаряда и ствола.

Все эти процессы взаимно связаны и протекают одновременно.

Несмотря на высокую интенсивность протекающих при выстреле из орудия процессов, они тем не менее закономерны, в определенных пределах управляемы и при сохранении одних и тех же условий заряжания стабильны от выстрела к выстрелу.

Эти особенности процессов выстрела непосредственно зависят от свойства бездымных порохов *гореть закономерно параллельными слоями* со сравнительно небольшой скоростью, и это позволяет *управлять* явлением выстрела, т. е. так регулировать приток газов при горении пороха в канале ствола в зависимости от условий

горения, чтобы получить нужный закон развития давления и требуемую скорость снаряда при вылете его из канала ствола.

ОСНОВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВЫСТРЕЛА ИЗ СТВОЛЬНОГО ОРУЖИЯ

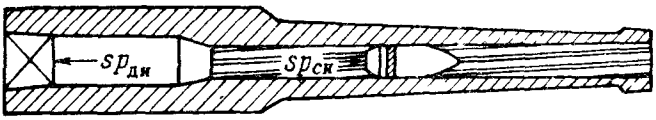
В явлении выстрела различают следующие периоды

1) предварительный — от начала горения заряда до начала движения снаряда;

2) первый или основной — горение пороха и движение снаряда в канале ствола (до полного сгорания заряда);

3) второй — после сгорания заряда до вылета снаряда из канала ствола;

4) третий — период последействия газов на снаряд после вылета его из канала ствола.



Фиг. 1. Схема ствола обычного артиллерийского орудия.

В артиллерийском орудии снаряд движется в канале под действием силы давления пороховых газов на его дно.

Ствол орудия представляет собой трубу, закрытую с одной стороны неподвижным затвором, с другой — подвижным снарядом (фиг. 1). При выстреле на снаряд действует сила $sp_{сн}$, а на дно канала — $sp_{дн}$, где s — площадь поперечного сечения канала вместе с нарезами, $p_{сн}$ и $p_{дн}$ — давление газов на снаряд и дно канала ствола, причем $p_{дн} > p_{сн}$. Под действием силы давления $sp_{сн}$ снаряд, двигаясь с ускорением, вылетает из ствола с определенной начальной (дульной) скоростью $v_д$; сила давления $sp_{дн}$, действуя на затвор, сообщает стволу и соединенным с ним частям лафета движение в обратную сторону — происходит откат ствола.

При горении заряда в канале ствола давление p пороховых газов и скорость v снаряда изменяются в функции пути l снаряда и времени t по вполне определенным законам, которые можно выразить функциями $p=p(l)$, $v=v(l)$ и $p=p(t)$, $v=v(t)$. Характер этих «кривых давления и скоростей» для обычных стволов «классической схемы» приведен на фиг. 2 и 3 *.

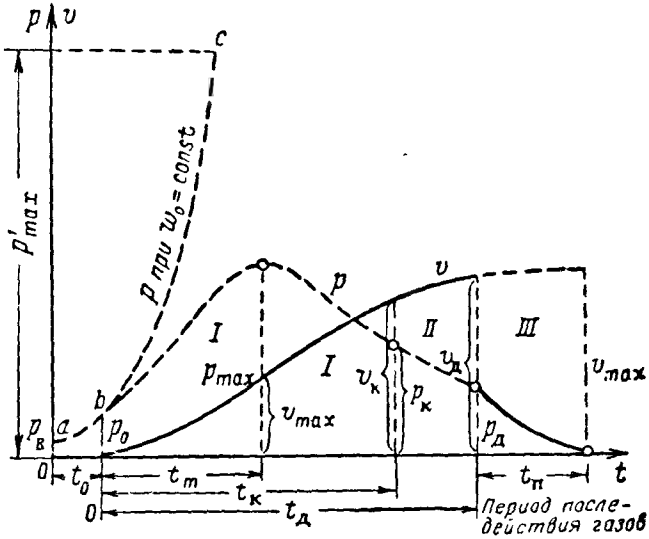
Рассмотрим более подробно основные периоды выстрела из ствольного оружия.

---

* Индексы соответствуют различным моментам движения снаряда
о — началу движения снаряда;
m — моменту получения максимума давления;
к — концу горения пороха;
д — моменту прохождения дна снаряда через дульный срез.
Эти же индексы применяются и в дальнейшем.

Явление выстрела из ствольного оружия протекает следующим образом.

Под действием ударного механизма зажигается воспламенительный состав капсюльной втулки, снаряженной дымным порохом. При сгорании воспламенительного состава в каморе образуются сильно нагретые газы с твердыми накаленными частицами продуктов сгорания дымного пороха. Газы воспламенителя развивают в каморе давление порядка 20÷50 *кг/см*² и нагревают порох заряда до температуры воспламенения. Это давление называется *давлением газов воспламенителя* (обозначается через $p_в$).



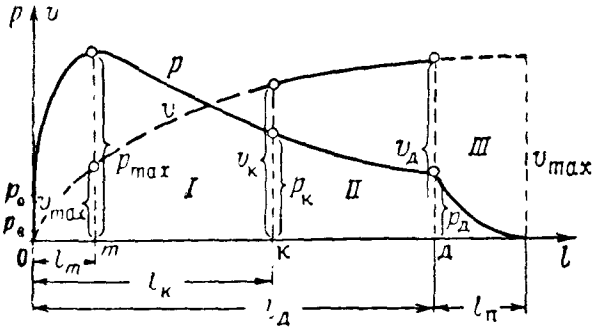
Фиг. 2 Кривые давления газов и скорости снаряда в функции времени.

Под действием нагрева и давления газов воспламенителя порох заряда воспламеняется и горит в каморе сначала в постоянном объеме, пока давление газов не повысится до давления p_0, достаточного для врезания пояска снаряда в нарезы канала ствола. Давление p_0 называется *давлением форсирования*. Эта часть процесса выстрела называется *предварительным периодом*.

Величина давления p_0 может быть порядка 250÷500 *кг/см*² и зависит от устройства пояска и нарезов. На фиг. 2 предварительному периоду горения пороха соответствует участок кривой $p_в$—p_0 и промежуток времени t_0, а на фиг. 3 — отрезок op_0 на оси ординат.

За предварительным периодом следует *первый или основной период выстрела* — период горения пороха в увеличивающемся объеме канала. При этом пороховые газы, сообщая снаряду все возрастающую скорость, производят работу и охлаждаются.

В начале первого периода, когда скорость снаряда еще невелика, объем образующихся газов растет быстрее, чем объем заснарядного пространства, в котором происходит горение. В результате давление быстро повышается, достигая максимума p_{max}; снаряд к этому моменту проходит путь l_m, которому соответствует время t_m от начала движения. *Давление p_{max} является важнейшей характеристикой данного орудия.* В дальнейшем, несмотря на продолжающееся горение пороха и приток новых газов, давление начинает падать, достигая величины $p_к$ к моменту полного сгорания пороха. Этому давлению соответствуют путь снаряда $l_к$, время $t_к$ и скорость снаряда $v_к$. В течение первого периода газы совершают бóльшую часть работы.



Фиг. 3. Кривые давления газов и скорости снаряда в функции пути снаряда.

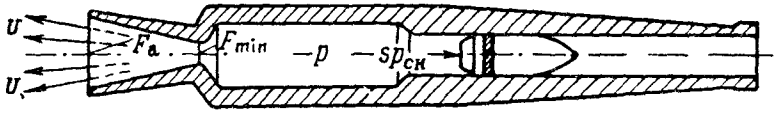
После сгорания пороха приток газов прекращается, но так как имеющиеся в канале ствола газы обладают еще очень большим запасом энергии, то на оставшемся до дульного среза участке пути они продолжают расширяться и совершать работу, увеличивая скорость снаряда. Этот период называется *вторым периодом выстрела* и представляет собой физический процесс расширения определенного количества сильно сжатых и нагретых газов. Так как в момент конца горения пороха скорость снаряда уже велика и дальше еще увеличивается, то участок пути до дульного среза снаряд проходит очень быстро; поэтому можно пренебречь потерей тепла через стенки ствола и считать весь этот период *периодом адиабатического расширения газов.* Он заканчивается в момент, когда дно снаряда проходит дульный срез ствола. Во втором периоде выстрела давление падает от давления $p_к$ в конце горения до дульного $p_д$, а скорость снаряда нарастает соответственно от $v_к$ до $v_д$ (см. фиг. 2 и 3).

После вылета снаряда из орудия газы, вытекающие с большой скоростью вслед за снарядом, продолжают на некотором расстоянии от дульного среза $l_п$ оказывать давление на дно снаряда и сообщать ему ускорение. Поэтому снаряд получает наибольшую скорость v_{max} не в момент прохождения дульного среза, а на расстоянии $l_п$ от него, после чего под действием силы сопротивления воздуха скорость снаряда начинает убывать

Период выстрела, в течение которого снаряд приобретает скорость v_{max}, называется *третьим периодом* или *периодом последействия газов на снаряд.*

Описанный процесс выстрела из орудия обычной схемы имеет место в пушках разной мощности, гаубицах и в стрелковом оружии. В пушках и гаубицах применяются специальные приспособления, тормозящие откат ствола и возвращающие его в начальное положение (накат ствола).

Наряду с этим применяются орудия другой схемы, в которой откат ствола полностью устраняется силой реакции пороховых газов, вытекающих через сопло в сторону, противоположную движению снаряда. Это так называемые безоткатные орудия (фиг. 4). В таком орудии меньшая часть пороховых газов создает давление $p_{сн}$ и сообщает снаряду к моменту вылета из канала ствола дульную скорость $v_д$; бóльшая часть газов вытекает с большой скоростью через расширяющееся сопло с наименьшим сечением F_{min} и выходным сечением F_a, создавая силу реакции, направленную назад по движению снаряда. Применяя расширяющееся сопло специальной формы, можно силой реакции газов полностью уравновесить силу отдачи ствола и заменить тяжелый лафет обычного орудия легким станком.



Фиг. 4. Схема ствола безоткатного орудия.

Особенность орудия такой схемы заключается в том, что при одинаковых калибре d, весе q и дульной скорости снаряда $v_д$ общий вес заряда пороха должен быть в 2,5—3,0 раза больше заряда обычного ствольного орудия; примерно в то же число раз увеличивается и объем каморы. Кроме того, чтобы пороховой заряд такого орудия горел нормально в условиях истечения значительной части образующихся газов через сопло, необходимо увеличивать поверхность его горения, а для этого надо брать порох значительно более тонким, чем в орудии обычной схемы.

Таким образом, безоткатность ствола при выстреле достигается использованием реактивного принципа при значительном увеличении веса заряда (см. стр. 670).

ОСОБЕННОСТИ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ ПОРОХОВЫХ РАКЕТ

За последние два десятилетия в артиллерии получил широкое развитие чисто реактивный принцип бросания снаряда, при котором используется реактивная сила газов заряда, вытекающих через расширяющееся сопло каморы сгорания, составляющей одно целое со снарядом.

В ракете имеют место горение пороха, образование газов и превращение их тепловой энергии в кинетическую энергию движения газов, вытекающих из каморы через сопло; сила реакции этих газов приводит в движение всю ракету в целом, причем во время движения ракеты вес ее постепенно убывает по мере истечения газов заряда.

Реактивная сила, или сила тяги, R ракеты зависит от давления пороховых газов в каморе, от величины наименьшего (критического) сечения сопла $F_{\min}$ и от формы сопла, т. е. от его профиля и степени расширения газов в сопле, которое характеризуется отношением сечения F_a в выходном сечении к минимальному $F_{\min}$.

Реактивная сила выражается зависимостью

$$R = \zeta F_{\min} p,$$

где p — давление в каморе ракеты, ζ — коэффициент, зависящий от природы пороховых газов и от отношения $F_a/F_{\min}$ и меняющийся в пределах $1{,}24 \div 1{,}89$ *.

Так как давления в каморе и ускорения ракеты невелики, то это позволяет делать стенки каморы и боевой головки значительно более тонкими, чем стенки ствола орудия и снаряда.

При горении пороха в каморе ракеты вследствие меньшей интенсивности протекающих здесь процессов и наличия процесса истечения газов равновесное состояние между притоком и расходом газов менее устойчиво, и при некоторых условиях может получиться аномальное горение — или с повышением давления или с затуханием горения заряда.

Процесс горения в ракетной каморе можно разделить на следующие периоды:

1) воспламенение заряда;

2) горение заряда при одновременном притоке и расходе газов через сопло, что позволяет поддерживать давление газов в каморе близким к постоянному;

3) истечение газов, оставшихся в каморе, после сгорания заряда.

Максимальная скорость ракеты и дальность ее полета зависят от веса, формы и размеров порохового заряда, природы пороха, а также от величины отношения веса заряда ω к весу ракеты без заряда q (пассивный вес ракеты) и от ее аэродинамических данных.

---

* И. П. Граве, Внутренняя баллистика. Пиродинамика, вып. III, изд Артакадемии им. Дзержинского, 1936, стр 225—226.

ОСНОВНЫЕ РАЗДЕЛЫ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ

Внутренняя баллистика, используя основы математики, физики, термодинамики, газодинамики, теории взрывчатых веществ и порохов, теоретической и технической механики, представляет собой специальную артиллерийскую техническую науку, которая имеет свои научно-технические и теоретические основы, свой специальный профиль. В ее задачи входит теоретическое и экспериментальное изучение закономерностей процессов и явлений, протекающих при выстреле. Теоретические положения внутренней баллистики в значительной степени используют результаты экспериментов в лабораториях и специальные стрельбы из разных видов оружия на полигонах.

Внутренняя баллистика на ее современном уровне развития состоит из следующих основных разделов, которые по сути дела определяют как основные направления ее исследований, так и ее задачи.

1. Пиростатика — изучение законов горения пороха и образования газов при сгорании пороха в постоянном объеме (или при постоянном давлении). В этом разделе изучается влияние формы, размеров, природы пороха, условий заряжания, давления газов на интенсивность газообразования в простейших условиях, когда пороховые газы не совершают работы при расширении.

Установление общих закономерностей горения пороха в постоянном объеме позволяет в дальнейшем учесть изменение этих закономерностей и в условиях выстрела из орудия.

2. Физическая пиродинамика — изучение физических основ явления выстрела из орудия как термодинамического и газодинамического процесса; исследование работ, производимых газами в канале ствола, теплопотерь и других явлений, сопровождающих выстрел. К этому разделу также относится изучение периода последействия газов на снаряд и ствол.

3. Теоретическая пиродинамика — решение основной задачи внутренней баллистики — установления изменения давления пороховых газов и скорости снаряда в функции пути снаряда и времени. Полученные при этом зависимости позволяют установить основные закономерности выстрела и анализировать влияние различных условий заряжания и конструктивных характеристик канала ствола на баллистику выстрела.

4. Баллистическое проектирование орудий — важнейшая прикладная задача внутренней баллистики, определяющая конструктивные данные канала ствола и условия заряжания, при которых снаряд данного калибра d и веса q получит при вылете из канала ствола заданную начальную дульную скорость $v_д$. При решении этой задачи рассчитывают несколько вариантов и из них выбирают один — наиболее полно удовлетворяющий поставленным при проектировании тактико-техническим требованиям

Для выбранного варианта орудия рассчитывают кривые изменения давления газов внутри канала ствола и нарастания скорости снаряда по длине ствола и по времени.

Результаты расчетов изображаются в виде кривых $p=p(l)$ и $v=v(l)$, а также кривых $p=p(t)$ и $v=v(t)$.

Эти кривые, полученные при решении основной задачи внутренней баллистики для выбранного варианта баллистического проекта орудия, являются исходными для дальнейшего проектирования артиллерийской системы в целом и боеприпасов к ней, при расчетах ствола, лафета, снаряда, взрывателя, заряда и гильзы.

При проектировании ствола рассчитывают толщину его стенок, вес ствола, устройство затвора, положение центра тяжести, форму, глубину и ширину нарезов и полей на поверхности канала*. При проектировании лафета разрабатывается устройство уравновешивающих и противооткатных частей и конструкция лафета в целом. При проектировании боеприпасов рассчитывают форму и конструкцию снаряда, прочность его стенок и ведущий поясок, заряд взрывчатого вещества, механизмы взрывателей и дистанционных трубок, а также гильзу и капсюльную втулку.

Технолог порохового завода по заданным форме и размерам пороха проектирует матрицы для прессования пороха и устанавливает технологический процесс изготовления пороха.

Таким образом, к проектированию и разработке новой артиллерийской системы и боеприпасов к ней, кроме внутренней баллистики, привлекается ряд смежных артиллерийских технических дисциплин: сопротивление орудий, теория лафетов, теория проектирования снарядов, трубок, взрывателей, технология порохов, причем основные и исходные данные для них дает внутренняя баллистика. В самом деле, важнейшие закономерности выстрела, установленные внутренней баллистикой, являются научно-техническими основами для ряда смежных артиллерийских дисциплин, которые при своих исследованиях и выводах используют кривые давлений газов и скоростей снаряда, получаемые во внутренней баллистике.

Основные разделы внутренней баллистики ракетных двигателей на твердом топливе

Все явления и процессы, протекающие в ракетных каморах, можно объединить под общим названием «Внутренняя баллистика полузамкнутого объема». В соответствии с этим несколько изменится содержание основных разделов внутренней баллистики для ракет.

Эти разделы следующие:

1. Пиростатика полузамкнутого объема.

* При этом необходимо учитывать требование получения наибольшей живучести канала ствола.

2. Физические основы явлений и процессов, протекающих в каморе ракеты.

3. Теоретическое решение основной задачи в условиях полузамкнутого объема.

4. Баллистическое проектирование ракеты.

ИЗ ИСТОРИИ РАЗВИТИЯ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ

История развития внутренней баллистики тесно связана с общим развитием физико-математических и технических наук, а также с развитием артиллерии.

Одним из крупнейших этапов в развитии артиллерии и внутренней баллистики, своего рода скачком, было изобретение бездымных порохов — пироксилинового смесевого пороха — Вьелем во Франции (1884 г.), нитроглицеринового пороха Нобелем и Абелем в Англии (1888—1889 гг.) и пироколлодийного пороха Д. И. Менделеевым в России (1890 г.).

На основе ряда теоретических и лабораторных исследований Вьель спроектировал и изготовил ленточный пироксилиновый порох и при стрельбе получил результаты, полностью подтвердившие его расчеты.

Новый порох оказался в три раза сильнее дымного и дал значительное увеличение скорости снаряда; соответственно увеличилась и дальность стрельбы.

В России был принят образец французского пироксилинового пороха; опыты по его изготовлению начались в 1887 г. на Охтенском пороховом заводе, а испытания его стрельбой проводились в испытательной комиссии того же завода.

Нитроглицериновые пороха были приняты на вооружение в Англии и Италии, а пироколлодийный порох Д. И. Менделеева в США. Во время первой мировой войны 1914—1918 гг. русская армия получала из США значительное количество пироколлодийного пороха.

Несмотря на то, что техника и промышленность царской России стояли на более низком уровне, чем за границей, наши ученые баллистики по многим вопросам шли впереди зарубежных исследователей и играли ведущую роль в разработке ряда новых вопросов; многие их работы немедленно переводились и использовались за границей (работы Л. Н. Шишкова, А. П. Горлова, Н. П. Федорова, Н. В. Калакуцкого).

В 1870 г. П. М. Альбицким был прочитан в Артиллерийской академии и написан первый курс внутренней баллистики в России.

Преемник его, весьма сведущий и талантливый артиллерист, В. А. Пашкевич в 1885—1891 гг. написал курс внутренней баллистики — часть 1-я — теоретическая и часть 2-я — экспериментальная. Эти книги в 1892 г. были переведены на английский язык в США.

Из наиболее крупных ученых, много сделавших для развития теоретической и экспериментальной баллистики во второй половине XIX века, следует отметить основоположника внешней баллистики проф. Михайловской артиллерийской академии Н. В. Маиевского (1823—1892 гг.) и его ученика и продолжателя проф. Н. А. Забудского (1853—1917 гг.).

Во второй половине XIX века Н. В. Маиевского называли крупнейшим и ведущим баллистиком Европы. За свои труды он был избран членом-корреспондентом Петербургской академии наук.

Наряду с работами в области внешней баллистики Н. В. Маиевский провел ряд исследований и в области внутренней баллистики, в 1867 г. он впервые получил на опыте кривые изменения пути снаряда в функции времени. Эта работа имела очень большое значение для развития внутренней баллистики и проектирования орудий.

Проф. Н. А. Забудский также много и плодотворно работал в области как внешней, так и внутренней баллистики, а также проектирования орудий.

Написанный им в 1895 г. курс внешней баллистики до тридцатых годов был единственным руководством для составления таблиц стрельбы и основным учебником в Артиллерийской академии РККА.

В 1911 г. Н. А. Забудский был избран членом-корреспондентом Парижской академии наук по отделению механики. В 1904 и 1914 гг. им были проведены крупные исследования стрельбой из специальных орудий для получения на опыте кривых давления и скоростей в функции пути снаряда. Эти работы явились фундаментальным вкладом в развитие внутренней баллистики и их данные использовались в более поздних работах других авторов.

С 1892 г. курс внутренней баллистики в Артиллерийской академии читал проф. А. Ф. Бринк. Написанный им в 1901 г. наиболее полный для того времени курс внутренней баллистики был переведен в США (1903 г.) и в Германии. В 1910 г. им же была написана II часть — экспериментальная внутренняя баллистика.

В 1903 г. преподаватель Артиллерийской академии Н. Ф. Дроздов в статье, помещенной в «Артиллерийском журнале» № 8, впервые в мировой литературе дал математически точное решение основной задачи внутренней баллистики. В 1910 г. этот труд, значительно расширенный, был им защищен в качестве диссертации на соискание ученой степени.

Первая диссертация по внутренней баллистике в России была защищена в 1904 г. преподавателем академии И. П. Граве; в ней исследовался теоретически и экспериментально закон скорости горения и развития давления при сжигании пороха в манометрической бомбе. Работа представляла большой научный интерес и была переведена во Франции в 1906 г.

Из научно-исследовательских организаций того времени можно отметить следующие: Морскую научно-техническую лабораторию, где работали проф. Д. И. Менделеев и его ученик проф. С. П. Вуко-

лов, впервые поставивший опыты в манометрической бомбе с учетом теплоотдачи (1895—1896 гг.) и давший свой закон скорости горения пороха в виде $u=ap+b$; испытательную комиссию Охтенского порохового завода (ИКОПЗ), где работал Н. А. Забудский и крупнейший пороходел того времени генерал Г. П. Киснемский. Разработанные этой комиссией эмпирические поправочные формулы внутренней баллистики применяются до настоящего времени при стрельбах на полигонах. В 1914 г. вступила в строй Центральная научно-техническая лаборатория военного ведомства, идея создания которой была высказана еще Д. И. Менделеевым. Эта лаборатория должна была производить контроль и приемку вооружения и материалов от иностранных поставщиков.

Из записок проф. Г. А. Забудского, первого начальника и руководителя строительством этой лаборатории, известно, что осуществление проекта Д. И. Менделеева всячески тормозили иностранные фирмы — поставщики вооружения, которым было невыгодно ставить под контроль качество своей продукции. И только поражение в русско-японской войне 1904—1905 гг. заставило царское правительство приступить к осуществлению проекта Д. И. Менделеева. В результате к 1914 г. была создана большая лаборатория из четырех корпусов с прекрасным оборудованием и большим числом отделов по разным специальностям, включая отдел порохов и внутренней баллистики. Химической лабораторией руководил известный пороховик-химик проф. Михайловской артиллерийской академии А. В. Сапожников, а отделом порохов и внутренней баллистики этой лаборатории — преподаватель той же академии О. Г. Филиппов.

Таким образом, профессора и преподаватели Михайловской артиллерийской академии возглавили основные отделы Центральной технической лаборатории Военного ведомства.

В 900-х годах наряду с Михайловской академией крупнейшим научно-исследовательским учреждением в артиллерии был Главный артиллерийский полигон, руководителем которого с 1910 по 1917 г. был талантливый артиллерист-ученый В. М. Трофимов. Он много сделал для развития и оборудования полигона новейшей аппаратурой, особенно во время первой мировой войны 1914—1918 гг. В. М. Трофимову принадлежит большое число научных исследований; многие из его работ вошли в учебники по стрельбе, некоторые были переведены на иностранные языки.

Особенно интенсивно работал полигон в период войны 1914—1917 гг., когда проводились опытные стрельбы, составлялись таблицы стрельб для новых артиллерийских систем, проводились контрольные испытания новой материальной части артиллерии и боеприпасов в невиданных до того времени масштабах. В этот период штат полигона пополнился высококвалифицированными специалистами из числа лиц, окончивших до войны высшие граж-

данские учебные заведения и получивших там высокую теоретическую подготовку по дисциплинам, близко связанным с артиллерийскими.

Многие стрельбы на полигоне проводились в присутствии специальных комиссий и представителей различных заводов. Среди работ полигона следует указать на испытания новой 12-дюймовой (305 *мм*) гаубицы Обуховского завода образца 1915 г. и первой полуавтоматической 3-дюймовой зенитной пушки на тумбовой установке образца 1915 г., разработанной под руководством конструктора Путиловского завода Ф. Ф. Лендера. Тогда же испытывались вновь вводившиеся на вооружение минометы типа Стокса—Брандта с обычными минами, а также минометы с надкалиберными минами — оружием позиционной войны.

В. М. Трофимов.

Вместе с тем проводились испытания стрельбой таких «экзотических» предложений, как метание вращающихся дисков при помощи центробежной машины (предложение адмирала Безобразова), или предназначавшегося для стрельбы с самолетов безоткатного орудия, стрелявшего двумя снарядами в разные стороны (предложение преподавателя академии полковника П. А. Гельвиха).

Тогда же проводились испытания безоткатного орудия Рябушинского, звукометрической станции Бенуа, хронографа Ширского, газодинамического безоткатного бомбомета системы В. М. Трофимова и ряда других приборов.

С победой Великой Октябрьской революции начался новый этап в развитии советской артиллерийской науки.

В декабре 1918 г. Председателем Совнаркома В. И. Лениным был подписан декрет о создании Комиссии особых артиллерийских опытов (КОСАРТОП), председателем которой был назначен В. М. Трофимов.

Перед КОСАРТОПом была поставлена задача разработки сверхдальнего орудия для стрельбы свыше 120 *км*, чтобы повторить, а затем превзойти результаты, полученные немцами в начале 1918 г. на «Большой Берте» при обстреле Парижа с расстояния около 120 *км*.

Эта задача предусматривала разработку наивыгоднейшей конструкции канала ствола и самого орудия, определение наилучших условий заряжания, разработку пороха высокой прогрессивности горения и снаряда с высокими аэродинамическими характеристиками и устойчивого на траектории. Помимо этого, КОСАРТОП занимался разработкой тактико-технических требований к новым артиллерийским системам, а также проектированием самоходной артиллерии, минометов, газодинамических орудий. Эти работы легли в основу модернизации советской артиллерии в тридцатых годах.

КОСАРТОПом было издано около 150 монографий по различным вопросам артиллерийской науки и до 80 конструкторских проектов, часть которых была претворена в жизнь.

Такой широкий размах работы оказался возможным в значительной степени благодаря организационным способностям и энергии В. М. Трофимова. Он привлек к работам комиссии не только всех виднейших артиллеристов — ученых из Артиллерийской академии и Артиллерийского комитета, но и ряд крупнейших гражданских ученых, работавших в областях, смежных с артиллерийскими дисциплинами (акад. А. Н Крылов, проф. Н. Е. Жуковский, С. А. Чаплыгин и др.).

Одновременно с работой в комиссии В. М. Трофимов занимался подготовкой научных кадров инженеров для дальнейшего развития артиллерийской техники. Часть этих кадров потом составила основное ядро профессуры в области баллистики в Артиллерийской и других академиях и вузах.

В. М. Трофимовым в области внутренней баллистики были написаны такие работы, как «Механика порохового газа», «Горение прогрессивного пороха», «Волнообразное сгорание пороха», «О производительности стрельбы» и «О выборе баллистических элементов».

Об исключительно важной и многогранной деятельности КОСАРТОПа можно судить по отзыву проф. И. П. Граве, приведенному в обзоре развития внутренней баллистики в Советском Союзе:

«Период деятельности и работы КОСАРТОПа с 1919 по 1926 гг. является периодом оживленной интенсивной работы, которая не может быть сопоставлена с каким-либо аналогичным периодом за годы, предшествовавшие войне 1914—1918 гг.

Общее количество выполнявшихся тогда научно-исследовательских работ, затрагивавших почти все злободневные и военные артиллерийские вопросы теоретического характера, является исключительным».

Работы КОСАРТОПа сыграли большую роль в объединении и привлечении ряда крупных ученых и инженеров к решению важнейших проблем артиллерийской науки и техники.

Можно сказать, что В. М. Трофимов вместе с профессорами академии Н. Ф. Дроздовым и И. П. Граве были создателями советской научной школы артиллерийских конструкторов и ученых-баллистиков, прокладывавших пути в деле развития и совершенствования советской артиллерийской науки и техники и, в частности, внутренней баллистики

Н. Ф. Дроздов

И. П Граве

Как уже было сказано выше, Н. Ф. Дроздов впервые в мировой литературе дал математически точное решение основной задачи внутренней баллистики без всяких упрощений, к которым прибегали иностранные авторы.

С 1911 г. он в течение многих лет читал в Артиллерийской академии курс проектирования орудий, а в Морской академии с 1920 г. — курс внутренней баллистики.

Проф. Н. Ф. Дроздов в развитие своей основной работы написал целый ряд статей и составил специальные таблицы для решения задач внутренней баллистики

Эти таблицы позволили ускорить баллистическое проектирование и способствовали совершенствованию артиллерийских систем. В последние годы своей жизни (1947—1950 гг.) Н. Ф. Дроздов, написал еще два труда: «О свойствах артиллерийского орудия наибольшего могущества» и «Решение задачи внутренней баллистики в относительных переменных для зарядов простых и составных» с приложением таблиц, значительно ускоряющих расчеты.

Проф. И. П. Граве в течение многих лет (с 1911 по 1934 гг.) читал в Артиллерийской академии внутреннюю баллистику и написал самый полный в мировой литературе курс теоретической внутренней баллистики, который по разнообразию материала и полноте изложения по праву может быть назван энциклопедией теоретической внутренней баллистики. Этот курс состоял из четырех выпусков пиродинамики (1932—1937 гг.) и одного тома пиростатики (1938 г.). В курсе собран обширный материал и дан критический обзор русских и иностранных статей и работ. Особому рассмотрению впервые в нашей литературе подверглись вопросы газодинамики и баллистики не вполне замкнутого пространства.

Кроме этого, И. П. Граве много сделал для развития в Артиллерийской академии экспериментальной базы, организовав в 1926 г. баллистическую лабораторию.

После 1938 г. И. П. Граве, работая на кафедре внутренней баллистики Артиллерийской академии, провел ряд исследований и написал несколько работ по актуальным вопросам внутренней баллистики.

После смерти В. М. Трофимова в 1926 г. КОСАРТОПом стал руководить крупный специалист в области сверхдальней стрельбы проф Е. А. Беркалов, много лет проработавший в этой области в морском ведомстве и получивший при стрельбе подкалиберными снарядами дальность свыше 100 *км*.

Существенную роль в развитии артиллерийской техники сыграли институты и конструкторские бюро промышленности, создавшие под руководством крупнейших конструкторов во время Великой Отечественной войны совместно с Главным артиллерийским управлением советскую систему артиллерийского вооружения. Деятельность и работа этих учреждений направлялась Центральным Комитетом КПСС и Правительством Советского Союза.

В результате наша артиллерия значительно превзошла по боевым и техническим качествам артиллерию немецкой фашистской армии и стала решающей силой в деле разгрома врага.

Широко известны имена главных конструкторов — воспитанников Артиллерийской академии — генералов В. Г. Грабина, И. И. Иванова, М. В. Крупчатникова, воспитанников гражданских вузов Ф. Ф. Петрова, Б. И. Шавырина, по стрелковому вооружению — В. В. Токарева, В. А. Дегтярева, В. Г. Федорова и др.

В результате работ научных коллективов в Советском Союзе создана передовая баллистическая школа, успешно решающая выдвигаемые жизнью задачи.

Из истории развития ракет. Первые боевые ракеты в России появились в 1813 г.; их дальность не превышала 3 *км*. С 1815 г. над развитием ракет работали генерал А. Д. Засядько и ряд его помощников. Ракеты впервые в России применялись в войне на Кавказе (1825 г.) и в войнах с Турцией на Балканах (1828 г.)

В 1849 г. были изданы «Правила для употребления пороховых ракет». В том же году начальником Петербургского ракетного заведения был назначен генерал К. И. Константинов — выдающийся русский артиллерист. Его можно считать создателем русской реактивной артиллерии. Он же был изобретателем первого электромагнитного хронографа (1844 г.) и разработал баллистический маятник для определения полного импульса реактивной силы.

К. И. Константинов механизировал технологию ракет и предложил станок для их пуска. Эти мероприятия резко повысили однообразие полета и действия ракеты. За свои изобретения и работы К. И. Константинов был несколько раз премирован. В 1860 г. он прочитал в Артиллерийской академии курс лекций «О боевых ракетах»; им же впервые было сформулировано основное положение ракетной техники: «В каждый момент горения ракетного состава количество движения, сообщаемое ракете, равно количеству движения истекающих газов».

В 1880—1890 гг. в связи с развитием нарезной артиллерии и появлением более мощного бездымного пороха ракеты на дымном порохе утратили свое значение и в 1897 г. были сняты с вооружения.

Несовершенство ракет того времени объясняется прежде всего несовершенством их технологии, а также слабостью метательного вещества — дымного пороха; в ствольной артиллерии стали применять новый в три раза более сильный бездымный порох.

В 1903 г. появился труд К. Э. Циолковского «Исследование мировых пространств реактивными приборами», в котором исследуется применение ракет для космических полетов.

К. Э. Циолковский дал теорию движения ракеты на жидком топливе и разработал принципиальные схемы конструкции основных агрегатов ракеты. Его теоретические положения блестяще реализованы в наше время в виде спутников Земли, лунников, спутников Солнца и космических кораблей с космонавтами. Особо важное значение имела выведенная Циолковским формула для расчета максимальной скорости ракеты в конце активного участка.

Идеи К. Э. Циолковского получили дальнейшее развитие в трудах Ф. А. Цандера и И. В. Мещерского.

В 1916 г. во время Первой мировой войны преподаватель Артиллерийской академии И. П. Граве предложил и разработал для ракет бездымный порох, типа современных баллиститов, получив патент на свое предложение. Работа проводилась им на Шлиссельбургском пороховом заводе.

Но применение бездымного пороха для снаряжения камор реактивных снарядов было осуществлено после Октябрьской Революции.

В 1924 г. в Ленинграде была организована Газодинамическая лаборатория (ГДЛ) под руководством инж. Н. И. Тихомирова для разработки реактивных снарядов на бездымных порохах.

В разработке и изготовлении такого состава принимал участие инж. С. А. Сериков, давший в 1925 г. рецептуру пороха тротилопироксилинового (без растворителя). Он же исследовал горение этих порохов в бомбе с прерыванием горения и гашением в разные моменты периода горения.

Испытания этого пороха в манометрической бомбе при давлениях до 800 *кг/см*^{2}, проведенные в 1927 г. М. Е. Серебряковым, дали закон скорости горения пороха в виде $u = Ap^{\nu} = 0{,}240\, p^{0{,}825}$.

3 марта 1928 г. в Ленинграде был произведен запуск первой в мире ракеты на бездымном порохе на дальность 1300 *м*. Основным недостатком этих ракет — большое рассеивание их и плохая кучность.

Примерно в то же время в конце двадцатых годов в Москве была организована «Группа изучения реактивного движения», где работали А. Ф. Цандер, Ю. А. Победоносцев и др. В 1933 г. оба учреждения были объединены.

К 1940 г. были разработаны 2 ракетных снаряда М-8 и М-13 на порохе НГВ, который обеспечивал лучшую устойчивость горения заряда. Эти снаряды, так называемые «Катюши», составили во время войны вооружение гвардейских минометных частей.

В 1940 г. в XXX юбилейном томе «Известий Артиллерийской академии» была опубликована статья проф. И. П. Граве «Вопрос о повышении начальной скорости снаряда при стрельбе», где он высказал прогноз о будущей роли реактивной артиллерии. И. П. Граве писал:

«Рамки статьи не позволяют распространяться здесь о боевых применениях реактивных снарядов. Они необычайно широки и разнообразны, и я думаю, что не ошибусь, если скажу, что этим снарядам в будущем придется играть роль значительно бо́льшую той, которую они уже играли в прошлом веке, и которая особенно усилится, когда к ним будут применены средства телемеханики».

Разработка в Советском Союзе ракет блестяще подтвердила это научное предвидение.

РАЗДЕЛ ПЕРВЫЙ

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ

Глава I

ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕРМОДИНАМИКИ

Как было сказано выше, выстрел представляет собой сложный термодинамический и газодинамический процесс очень быстрого превращения химической энергии пороха сначала в тепловую, а затем в механическую работу перемещения снаряда, откатных частей орудия и заряда. Для того чтобы можно было изучать явление выстрела, необходимо прежде всего изучить общие закономерности, которым подчиняются газы как в отношении изменения свойств при переходе из одного состояния в другое, так и в отношении происходящего при этом преобразования энергии.

Энергией тела называется его способность совершать работу.

Наука, занимающаяся изучением законов превращения энергии, при котором происходит изменение температуры участвующих в процессе тел, обмен тепла между ними и совершение механической работы, называется *термодинамикой.*

Термодинамика в настоящее время представляет собой весьма обширную науку, область вопросов которой выходит за пределы, необходимые для исследования явления выстрела. Поэтому в данной главе изложены только те положения термодинамики, которые имеют непосредственное отношение к изучению процессов, происходящих в артиллерийских орудиях при выстреле.

1. 1. ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ ГАЗА

Превращение тепловой энергии в механическую в тепловых двигателях совершается при помощи промежуточного тела, которое называется рабочим телом. Большей частью рабочим телом служит газ, который является и наиболее простым из трех известных состояний вещества.

Газ — тело, состоящее из молекул и атомов, находящихся в непрерывном движении. Характер движения элементарных частиц газа зависит от его состояния и определяет его физические свойства. Физические свойства газа характеризуются величинами, которые носят название *параметров состояния.*

Основными и наиболее часто используемыми в технике параметрами состояния газа являются давление, удельный объем, удельный вес и температура.

Давление газа. Газ, находящийся в какой-либо оболочке, оказывает на нее механическое воздействие. Это воздействие является результатом ударов об оболочку молекул газа. Величина силы, действующей со стороны газа на единицу площади поверхности оболочки, называется давлением газа. Согласно кинетической теории вещества давление газа p численно равно $^2/_3$ кинетической энергии поступательного движения молекул, заключенных в единице объема:

$$p = \frac{2}{3} \sum \frac{mv^2}{2}.$$

В этой формуле m — масса газов, v — скорость молекул газов.

В артиллерийской технике давление газа измеряется в *кг/см²* или в *кг/дм²*.

Давление, равное 1 *кг/см²*, называется технической атмосферой (в отличие от физической атмосферы, равной 1,0333 *кг/см²*).

В артиллерии давления, превышающие атмосферное в сотни и тысячи раз, измеряют манометрами или другими (специальными) устройствами. Манометры показывают избыточное (манометрическое) давление, представляющее собой разность между абсолютным и атмосферным давлением. Физическое состояние газа характеризуется абсолютным давлением, которое и фигурирует во всех уравнениях, описывающих это состояние или его изменение. Однако ввиду того, что относительная разница между абсолютным и манометрическим давлениями в артиллерийской технике весьма мала, при решении практических задач не подчеркивают разницы между этими давлениями и оперируют обычно давлениями манометрическими.

Удельный объем. *Удельным объемом* называется объем, занимаемый единицей веса вещества. Удельный объем w измеряется в *дм³/кг*. Если W — объем газа весом ω *кг*, то по определению

$$w = \frac{W}{\omega}.$$

Для пороховых газов при температуре 0° С и давлении 760 *мм* рт. ст. удельный объем равен 800—1000 *дм³/кг*.

Удельным весом называется вес единицы объема вещества; величина его обратна удельному объему.

Удельный вес

$$\gamma = \frac{1}{w} = \frac{\omega}{W}.$$

Ввиду того, что удельный объем и удельный вес взаимно определяют друг друга, оба они могут применяться для определения

состояния газа. Иногда вместо удельного веса γ пользуются массовой плотностью газа ρ. Эти величины связаны соотношением

$$\rho=\frac{\gamma}{g},$$

где g — ускорение силы тяжести в *дм/сек*^{2}.

Плотность измеряется в *кг · сек*^{2}*/дм*^{4}.

Температура представляет собой степень нагретости тела и выражается в градусах по международной стоградусной шкале (t°C) или по абсолютной шкале (T°K). Связь между этими значениями температуры устанавливается следующим соотношением:

$$T=t+273.$$

Согласно кинетической теории вещества абсолютная температура пропорциональна средней кинетической энергии поступательного движения молекул, движущихся с различными скоростями. Значит, температура является величиной статистической.

1.2. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ГАЗА

Функциональная зависимость, связывающая параметры состояния газа и имеющая вид $F(p, w, T)=0$, называется *уравнением состояния газа.*

Эту зависимость можно представить также в виде

$$p=f_1(w, T);\ T=f_2(p, w);\ w=f_3(p, T).$$

Уравнение состояния играет большую роль в развитии теории термодинамики и имеет широкое применение при проведении технических расчетов.

Как известно, в физике различают два вида газов — идеальные и реальные.

Вывод уравнения состояния *реальных* газов является очень сложной задачей, которая и в настоящее время полностью не решена, хотя ей посвящены многочисленные исследования, проводившиеся учеными на протяжении более 100 лет. Полностью эта задача решена лишь для сильно разреженных газов с незначительной плотностью.

Идеальным называют газ, молекулы которого не имеют объема и лишены сил взаимодействия.

Для идеальных газов впервые в 1834 г. французским инженером Клапейроном было выведено широко известное ныне уравнение состояния

$$pw=RT, \qquad (1.1)$$

где R — газовая постоянная.

Уравнение (1.1) можно записать и в другой форме, если обе части его умножить на вес газа ω и учесть, что $\omega w = W$:

$$pW = \omega RT. \qquad (1.1')$$

Величину газовой постоянной R можно вычислить по выражению, которое непосредственно вытекает из уравнения (1.1). При этом температура газа принимается равной нулю, а давление — равным атмосферному:

$$R = \frac{p_a w_1}{273},$$

где p_a — атмосферное давление (103,3 *кг/дм*^{2});
w_1 — удельный объем газа при $p = p_a$ и $T = 273°$ К.

Газовая постоянная представляет собой работу, совершаемую 1 *кг* данного газа, расширяющегося под постоянным давлением при нагревании на 1° С.

Ввиду того, что величина w_1 для разных газов имеет разные значения, газовая постоянная R для разных газов также не будет одинаковой. Для пороховых газов, имеющих $w_1 = 800 \div 1000$ *дм*^{3}*/кг*, величина газовой постоянной

$$R = \frac{103{,}3 \cdot 900}{273} \approx 340 \text{ кг} \cdot \text{дм/кг} \cdot \text{град}.$$

Если в уравнении (1.1') вес газа ω принять равным его молекулярному весу μ, то уравнение примет вид

$$pW_\mu = \mu RT,$$

где W_μ — объем 1 моля газа.

Обозначив произведение μR через R_μ, получим

$$pW_\mu = R_\mu T. \qquad (1.2)$$

Уравнение (1.2) замечательно тем, что входящая в него величина R_μ имеет одинаковое значение для всех газов. Это непосредственно вытекает из уравнения (1.2), если учесть, что по закону Авогадро объемы молей всех идеальных газов W_μ при одинаковых температурах и давлениях одинаковы. Величину R_μ называют универсальной газовой постоянной. Ее значение можно найти из уравнения (1.2), если положить $p = p_a = 103{,}3$ *кг/дм*^{2}; $T = 273°$ К и $W_\mu = 22{,}4 \cdot 10^3$ *дм*^{3}:

$$R_\mu = \frac{103{,}3 \cdot 22{,}4 \cdot 10^3}{273} = 8480 \text{ кг} \cdot \text{дм/моль} \cdot \text{град}.$$

Ввиду того, что $R_\mu = \mu R$, значение R для данного газа можно получить, зная R_μ и молекулярный вес газа μ:

$$R = \frac{R_\mu}{\mu}. \qquad (1.3)$$

Уравнение (1.2) было получено Д. И. Менделеевым еще в 1874 г. и носит название уравнения Менделеева—Клапейрона.

Практика показала, что связь между параметрами состояния *реальных газов* в зависимости от плотности их в большей или меньшей мере уклоняется от уравнения состояния идеальных газов, не учитывающего сил взаимодействия молекул и их собственного объема. Это обстоятельство привело к попыткам уточнения уравнения состояния идеального газа путем введения в него поправок, учитывающих особенности реальных газов. В 1873 г. голландский физик Ван дер Ваальс вывел уравнение состояния реальных газов, имеющее вид

$$\left(p+\frac{a}{w^2}\right)(w-b)=RT, \tag{1.4}$$

где a и b — постоянные для данного газа.

Уравнение (1.4) отличается от уравнения Клапейрона поправками a/w^2 и b, внесенными соответственно в давление и удельный объем. Для уяснения сущности поправок целесообразно уравнение (1.4) представить в виде

$$p=\frac{RT}{w-b}-\frac{a}{w^2}. \tag{1.4'}$$

Поправка в удельный объем b учитывает влияние на давление собственного объема молекул газа. Поскольку собственный объем молекул газа уменьшает свободное пространство, в котором движутся молекулы, то столкновение их между собой и удары о стенки оболочки будут более частыми, чем при идеальном газе, и давление будет больше. Это и отражается первым членом правой части уравнения (1.4'). По данным кинетической теории газа (с учетом длины свободного пробега молекул) поправка b приблизительно равна учетверенному собственному объему молекул. Во внутренней баллистике она носит название *коволюма* и обозначается буквой α.

Поправка к давлению $\frac{a}{w^2}$, называемая *внутренним давлением*, имеет следующее значение. Силы сцепления между молекулами притягивают внутрь массы газа молекулы, находящиеся у поверхности оболочки, отчего сила ударов молекул об оболочку и давление газа уменьшаются. Поэтому величина $\frac{a}{w^2}$ входит в уравнение (1.4') со знаком минус.

При высоких температурах газа, например при выстреле, величина внутреннего давления очень мала и ею можно пренебречь. В таком случае уравнение состояния реального газа можно представить в виде

$$p=\frac{RT}{w-b}. \tag{1.5}$$

Это уравнение и используется в баллистике при анализе явления выстрела.

Заметим, что уравнение Ван дер Ваальса не вполне точное и в некоторых случаях дает заметные расхождения с опытом. Более точными являются уравнение Бертло, где a и b представлены как функции температуры и давления, и уравнение Вукаловича и Новикова (1939 г.), учитывающее явление ассоциации и диссоциации молекул. При очень высоких давлениях (более 10 000 *кг/см*^{2}) величина b убывает *.

1.3. СМЕСЬ ГАЗОВ

В артиллерийской практике обычно приходится иметь дело не с отдельными газами, а с газовыми смесями, к которым принадлежат и продукты горения разного рода топлив и пороховой газ. Для того чтобы можно было производить термодинамические расчеты в большинстве практических задач, необходимо уметь определять параметры смеси газов и некоторые другие ее характеристики.

При определении параметров смеси газов будем полагать, что газы, входящие в смесь, являются идеальными и химически не действуют друг на друга. Как показывает эксперимент, в этом случае смесь газов обладает всеми свойствами отдельного газа, т. е. подчиняется основным законам, и к ней применимо уравнение состояния.

Рассмотрим сначала способы определения (задания) состава смеси.

Наиболее часто состав газовой смеси определяется весовыми или объемными долями. Иногда указывается число мо́лей компонентов смеси или молярные доли.

Весовой долей данного газа в смеси называют отношение веса этого газа к весу смеси:

$$g_i = \frac{\omega_i}{\omega},$$

где g_i — весовая доля i-го газа;
ω_i — вес i-го газа в смеси;
ω — вес смеси, причем $\omega = \Sigma\omega_i$.

Объемная доля представляет собой отношение парциального объема данного газа к объему смеси:

$$r_i = \frac{W_i}{W},$$

где r_i — объемная доля i-го газа;
W_i — парциальный объем i-го газа,
W — объем смеси, причем $W = \Sigma W_i$.

* Подробнее см. в гл. III.

Парциальным называют объем, который занимает отдельный газ при температуре и давлении смеси.

Молярная доля есть отношение числа молей данного газа к общему числу молей смеси

Задание смеси молярными долями тождественно заданию ее объемными долями. В самом деле;

$$W_i = W_\mu M_i,$$

где W_μ — объем моля газа;

M_i — число молей i-го газа в смеси.

Ввиду того, что все газы, входящие в смесь, имеют одинаковые температуру и давление, объемы молей отдельных газов в смеси одинаковы (закон Авогадро).

Следовательно,

$$r_i = \frac{W_i}{W} = \frac{W_i}{\sum W_i} = \frac{W_\mu M_i}{\sum W_\mu M_i} = \frac{W_\mu M_i}{W_\mu \sum M_i} = \frac{M_i}{\sum M_i} = \frac{M_i}{M}, \qquad (1.6)$$

где M — число молей смеси.

Одной из важных характеристик состава смеси является *средний кажущийся молекулярный вес смеси* (μ). По аналогии с молекулярным весом газа эта характеристика определяется соотношением

$$\mu = \frac{\omega}{M}.$$

В соответствии со способами задания смеси удобнее μ определять по другому выражению.

Так как

$$\omega = \sum \omega_i,$$

а

$$\omega_i = \mu_i M_i,$$

то

$$\mu = \frac{\sum \mu_i M_i}{M} = \sum \mu_i \frac{M_i}{M},$$

или с учетом выражения (1.6) окончательно

$$\mu = \sum \mu_i r_i. \qquad (1.7)$$

Итак, средний кажущийся молекулярный вес смеси равен сумме произведений молекулярных весов газов, составляющих смесь, на их объемные доли.

С помощью этих зависимостей легко установить связь между весовыми и объемными долями:

$$g_i=\frac{\omega_i}{\omega}=\frac{\mu_i M_i}{\mu M}=\frac{\mu_i}{\mu}r_i. \tag{1.8}$$

По зависимости (1.8) можно осуществлять переход от одного способа задания смеси к другому.

Важной характеристикой смеси является также ее *газовая постоянная.* Газовую постоянную смеси можно определять так же, как и отдельного газа, через универсальную газовую постоянную в соответствии с выражением (1.3):

$$R=\frac{8480}{\mu}, \tag{1.3'}$$

где μ — средний кажущийся молекулярный вес смеси.

Другое выражение можно получить из уравнения состояния идеального газа. Для одного из компонентов смеси (при давлении p и температуре смеси T) это уравнение имеет вид

$$pW_i=\omega_i R_i T.$$

Суммируя по всем компонентам смеси, получим

$$\sum pW_i=p\sum W_i=\sum \omega_i R_i T$$

или

$$pW=T\sum \omega_i R_i. \tag{1.9}$$

Записав уравнение состояния для смеси в виде

$$pW=\omega RT$$

и сопоставив его с выражением (1.9), найдем следующее выражение для газовой постоянной смеси:

$$R=\frac{\sum \omega_i R_i}{\omega}=\sum \frac{\omega_i}{\omega}R_i=\sum g_i R_i. \tag{1.10}$$

Остальные выражения для газовой постоянной смеси, которые можно получить, зная связи между g_i и r_i и между μ и μ_i, не рассматриваем.

Давление смеси идеальных газов по закону Дальтона (1807 г.) равно сумме парциальных давлений отдельных газов:

$$p=\sum p_i, \tag{1.11}$$

где p — давление смеси;

p_i — парциальное давление i-го газа.

Парциальным называют давление, которое оказывал бы газ, занимая без других газов объем смеси и имея температуру смеси.

Для реальных газов закон Дальтона не вполне точен. Найдем выражение для вычисления парциальных давлений отдельных компонентов смеси.

В соответствии с определениями парциального давления и парциального объема и уравнением состояния i-го компонента смеси имеем

$$p_i W = p W_i = \omega_i R_i T,$$

откуда

$$p_i = p \frac{W_i}{W} = p r_i.$$

Удельный вес смеси γ определяется выражением

$$\gamma = \frac{\omega}{W} = \frac{\sum \omega_i}{W} = \frac{\sum \gamma_i W_i}{W} = \sum \gamma_i \frac{W_i}{W} = \sum \gamma_i r_i.$$

1.4. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

В технике обычно приходится рассматривать свойства газов и изменение их не изолированно от других тел, а во взаимодействии с ними. Систему материальных тел, находящихся в механическом и тепловом взаимодействии друг с другом и с окружающими телами, называют *термодинамической системой.*

Механическое взаимодействие проявляется в совершении механической работы; тепловое взаимодействие — в переходе теплоты из одних тел системы в другие и из системы в окружающую среду или обратно.

Одним из простейших примеров термодинамической системы является пороховой газ, находящийся в канале ствола орудия при выстреле. В этом случае внешней средой (окружающими телами) следует считать само орудие и снаряд, находящийся в канале ствола. Если система не может обмениваться теплотой с окружающими телами, то ее называют теплоизолированной.

Система, не взаимодействующая с другими телами, называется изолированной или замкнутой.

Система, имеющая во всех своих частях одинаковые свойства, называется однородной.

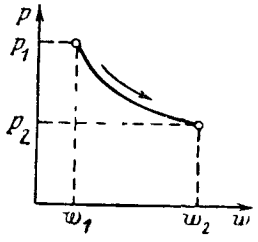
Если состояние термодинамической системы, находящейся при неизменных внешних условиях, не изменяется с течением времени (т. е. параметры состояния ее не являются функциями времени), то говорят, *что система находится в равновесии.*

При изменении внешних условий, в которых находится термодинамическая система, состояние системы также будет изменяться, и параметры ее состояния уже будут являться функциями времени. Последовательность изменений состояния системы называют *термодинамическим процессом.*

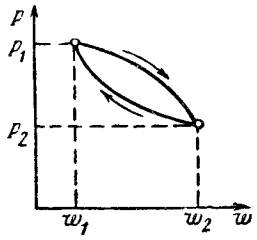
Процессы могут быть равновесными и неравновесными.

Процесс является *равновесным,* если в каждый данный момент в системе успевает устанавливаться термодинамическое равновесие, т. е. система проходит через совокупность последовательных равновесных состояний. Практически процесс можно считать равновесным, если изменение внешних условий системы происходит чрезвычайно медленно или изменения параметров состояния системы весьма малы по сравнению со значениями самих параметров.

Если указанные условия не выполняются, то процесс является *неравновесным*



Фиг 1.1 Процесс расширения газов при выстреле



Фиг 1 2 Круговой процесс (цикл).

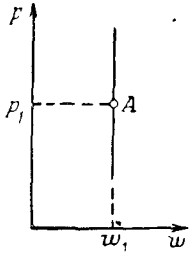
Кроме того, процессы делят на обратимые и необратимые (см. стр. 57).

Среди большого разнообразия термодинамических процессов особое место занимают процессы, при которых система, проходя через ряд промежуточных состояний, снова возвращается в первоначальное состояние. Такие процессы называются замкнутыми *круговыми процессами* или *циклами.* Изучение циклов очень важно как для теоретической термодинамики, так и для общей техники, где процессы в двигателях являются круговыми. В артиллерийских двигателях рабочие процессы разомкнуты, т. е. система в первоначальное состояние не возвращается.

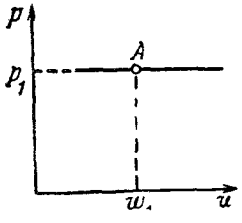
Равновесные процессы можно изобразить графически в двухосной системе координат. Поскольку всякое равновесное состояние системы полностью определяется тремя термодинамическими параметрами p, w и T, связанными между собой уравнением состояния, равновесный процесс полностью определяется заданием функциональной связи любых двух из указанных параметров. Величину третьего параметра для каждого из промежуточных состояний системы, очевидно, можно вычислить по уравнению состояния. Наиболее часто термодинамические процессы изображают в осях координат p, w. В качестве примера на фиг. 1. 1 изображен процесс расширения пороховых газов при выстреле в одном из его периодов; на фиг. 1. 2 — круговой процесс.

Неравновесные процессы не поддаются графическому изображению, так как термодинамические параметры их в различных частях системы имеют разные значения; следовательно, нельзя указать единых значений этих параметров для системы в целом.

Из частных видов равновесных процессов в курсах термодинамики рассматриваются обычно следующие процессы: изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный (или адиабатический). Некоторые сведения об этих процессах даются также в курсах



Фиг. 1.3. Изохорный процесс



Фиг 1.4. Изобарный процесс

физики. Напомним сущность первых двух из перечисленных процессов, отнеся анализ в конец данной главы.

Изохорный процесс изменения состояния системы (газа) есть процесс, протекающий *при неизменном объеме,* т. е. при w=const. Связь между другими двумя параметрами состояния получается непосредственно из уравнения состояния (1.1):

$$p=\frac{RT}{w}=CT, \qquad (1.12)$$

где $C=\frac{R}{w}$ — постоянная величина.

Как видно из уравнения (1.12), давление газа прямо пропорционально его температуре, изменение которой может происходить либо вследствие подвода теплоты извне, либо вследствие отвода теплоты в окружающую газ среду. Графически этот процесс изображен на фиг. 1.3, где точкой A обозначено начальное состояние системы. Перемещение по линии процесса вверх от точки A соответствует нагреванию газа, а перемещение вниз от точки A—охлаждению газа.

Изобарным называют такой процесс изменения состояния системы (газа), при котором *давление остается постоянным.* Указанный процесс графически изображен на фиг. 1.4, где точка A также характеризует начальное состояние системы. Перемещение по линии процесса вправо от точки A характеризует расширение газа, а перемещение влево — его сжатие.

Связь между w и T для этого процесса определяется уравнением состояния и имеет вид

$$w=\frac{R}{p}T=C_1T, \tag{1.13}$$

где $C_1=\frac{R}{p}$ — постоянная величина для данного процесса.

Из уравнения (1.13) следует, что при изобарном расширении газа температура его должна возрастать прямо пропорционально увеличению удельного объема. Это должно осуществляться за счет соответствующего подвода теплоты к системе. При изобарном сжатии — наоборот.

1.5. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ГАЗА

Кроме рассмотренных физических характеристик состояния газа — параметров состояния, большую роль в термодинамических расчетах играет физическая величина, называемая теплоемкостью.

Теплоемкость газа представляет собой количество тепла q, сообщаемое единице веса газа в данном процессе при изменении его температуры на 1° С. Характер процесса оказывает существенное влияние на величину теплоемкости. Теплоемкость обозначается через c и измеряется в *ккал/кг · град.*

Различают истинную и среднюю теплоемкость газа.

Истинная теплоемкость

$$c=\frac{dq}{dt},$$

где q — количество тепла;

t — температура газа в °С,

соответствует бесконечно малому изменению температуры газа в ходе конкретного термодинамического процесса и характеризует газ в данном состоянии. Как показывает практика, эта характеристика не является величиной постоянной, а зависит от температуры и давления газов. Зависимость теплоемкости идеальных газов от давления ничтожна. Теплоемкость реальных газов существенно зависит от давления лишь при сравнительно невысоких значениях температуры. Зависимостью теплоемкости пороховых газов от давления при значениях температуры (2000—3500° К), которые наблюдаются при выстреле, пренебрегают. Зависимость теплоемкости от температуры (не слишком резко изменяющейся) с достаточной для практики точностью определяется соотношением

$$c=a+bt, \tag{1.14}$$

где a и b — числовые коэффициенты, зависящие от физико-химических свойств газа и характера протекающего в нем термодинамического процесса.

При решении ряда теоретических и практических задач, в которых температура меняется в широких пределах, оперировать истинной теплоемкостью иногда слишком сложно. Для упрощения вместо истинной применяют среднюю теплоемкость.

Средняя теплоемкость представляет собой среднее значение истинной теплоемкости на данном интервале температур газа в процессе изменения его состояния. Общее выражение для вычисления средней теплоемкости имеет вид

$$\bar{c}=\frac{\int_{t_1}^{t_2} c\,dt}{t_2-t_1},$$

где c — истинная теплоемкость;

t_1 и t_2 — соответственно начальная и конечная температура газа в °С;

$\bar{c}$ — средняя теплоемкость для температур $t_1 \div t_2$.

По выражению (1.14) средняя теплоемкость составляет

$$\bar{c}=a+b\frac{t_1+t_2}{2}. \qquad (1.15)$$

В термодинамических расчетах широко применяются теплоемкости изохорного и изобарного процессов, которые обозначаются соответственно c_w и c_p, а также отношение этих теплоемкостей

$$k=\frac{c_p}{c_w}.$$

Для идеальных газов k является величиной, зависящей лишь от числа степеней свободы молекулы. По данным кинетической теории, для одноатомных газов $k=1{,}67$; для двухатомных $k=1{,}40$; для трехатомных $k=1{,}33$. В баллистике чаще применяется разность между k и единицей, обозначаемая через θ:

$$\theta=k-1=\frac{c_p}{c_w}-1=\frac{c_p-c_w}{c_w}. \qquad (1.16)$$

Величины k и θ являются функциями температуры, так как и c_p и c_w в соответствии с выражением (1.14) зависят от температуры.

Для того чтобы иметь представление о величинах коэффициентов a и b в формулах (1.14) и (1.15), приведем значения теплоемкостей c_p и c_w некоторых газов, входящих в состав порохового газа, в интервале температур 1500—2500° С (табл. 1.1).

В табл. 1.2 для тех же газов и в том же интервале температур приведены значения молекулярных теплоемкостей μc_p и μc_w, соответствующие формуле (1.14).

Таблица 1.1

Истинные теплоемкости c_p и c_w

Газ	c_p *ккал/кг·град*	c_w *ккал/кг·град*
CO	0,306+0,000010 (t—1500)	0,235+0,000010 (t—1500)
H_2O	0,658+0,000073 (t—1500)	0,548+0,000073 (t—1500)
H_2	3,956+0,000346 (t—1500)	2,971+0,000346 (t—1500)
CO_2	0,322+0,000009 (t—1500)	0,277+0,000009 (t—1500)
N_2	0,303+0,000011 (t—1500)	0,232+0,000011 (t—1500)

Таблица 1.2

Молекулярные истинные теплоемкости μc_p и μc_w

Газ	μc_p *ккал/моль·град*	μc_w *ккал/моль·град*
CO	8,564+0,000286 (t—1500)	6,578+0,000286 (t—1500)
H_2O	11,856+0,001319 (t—1500)	9,870+0,001319 (t—1500)
H_2	7,976+0,000698 (t—1500)	5,990+0,000698 (t—1500)
CO_2	14,190+0,000400 (t—1500)	12,204+0,000400 (t—1500)
N_2	8,490+0,000316 (t—1500)	6,504+0,000316 (t—1500)

Из табл. 1.1 и 1.2 видно, что в формулах для теплоемкостей *данного газа* значения коэффициентов a различны, а коэффициентов b одинаковы. Учитывая это обстоятельство и возвращаясь к формуле (1.16), установим зависимость θ от температуры. Если $c_p=a_1+bt$ и $c_w=a+bt$, то

$$\theta=\frac{c_p-c_w}{c_w}=\frac{a_1-a_2}{a_2+bt}=\frac{\text{const}}{a_2+bt}. \qquad (1.16')$$

Отсюда видно, что с увеличением температуры θ убывает. Например, для порохового газа, образующегося при сгорании пироксилинового пороха при $T_1=2700°$ К $\theta=0{,}185$; при охлаждении его до $T=270°$ К $\theta=0{,}252$.

Из физики известно, что $\mu c_p-\mu c_w=AR_\mu=1{,}986\approx 2$. В этом легко убедиться по данным табл. 1.2.

Теплоемкость смеси газов определяется по ее составу и теплоемкостям газов, входящих в смесь. Выражение для теплоемкости смеси можно получить, проводя следующее рассуждение. Количество теплоты для нагревания смеси на 1° С равно сумме количеств

теплоты, необходимых для нагревания на 1° С каждого из компонентов:

$$c\omega = \sum c_i \omega_i.$$

Отсюда

$$c = \frac{\sum c_i \omega_i}{\omega} = \sum c_i g_i,$$

где c — теплоемкость смеси;
c_i — теплоемкость i-го компонента смеси;
g_i — весовая доля i-го компонента.

Итак, теплоемкость смеси газов равна сумме произведений теплоемкостей ее компонентов на их весовые доли.

Рассмотрев физическую сущность основных термодинамических характеристик газов и зависимости, их связывающие, перейдем к описанию энергетической стороны термодинамических процессов.

1. 6. ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ ГАЗА

Если к газу, находящемуся в определенном объеме (изохорный процесс) под некоторым внешним давлением, подводится тепло, то температура и давление его растут. Повышение температуры газа соответствует увеличению скорости движения его частиц (молекул, атомов и др.) и, следовательно, увеличению его внутренней кинетической энергии.

Сумма внутренней кинетической и внутренней потенциальной энергии молекул представляет собой внутреннюю энергию газа. Внутренняя энергия вещества измеряется количеством тепла, которое нужно сообщить весовой единице этого вещества, при постоянном объеме, чтобы температура его повысилась от t_1 до t_2° С.

В термодинамике внутренняя энергия газа обозначается через u для единицы веса (1 *кг*) газа и через U для произвольного количества газа и измеряется в тепловых единицах: u в *ккал/кг*; U в *ккал*.

Внутренняя энергия может меняться и в любых других процессах при подводе или отводе теплоты и при совершении механической работы.

Внутренняя энергия реального газа определяется значениями двух термодинамических параметров: температуры и удельного объема. Ввиду того, что значение третьего термодинамического параметра по известным двум можно определить с помощью уравнения состояния, внутреннюю энергию реального газа представим как функцию любых двух параметров его состояния:

$$u = f_1(T, w);$$
$$u = f_2(T, p);$$
$$u = f_3(p, w).$$

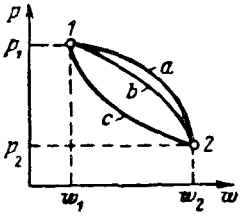
Отсюда следует, что изменение внутренней энергии при переходе газа из одного состояния в другое полностью определяется начальным и конечным состояниями газа и не зависит от его промежуточных состояний. Иначе говоря, *изменение внутренней энергии газа не зависит от характера процесса перехода его из одного состояния в другое.*

Таким образом, *внутренняя энергия газа является однозначной функцией его состояния.*

Если в системе координат p, w изобразить несколько процессов с одинаковыми граничными значениями параметров состояния газа (фиг. 1.5), то на основании сказанного выше можно утверждать, что для процессов *1a2, 1b2, 1c2* справедливо равенство

$$\Delta u_a = \Delta u_b = \Delta u_c = \int_1^2 du = u_2 - u_1 = f(p_2, w_2) - f(p_1, w_1).$$

В круговых процессах или циклах, в которых конечное состояние газа совпадает с начальным, внутренняя энергия не изменяется: $\Delta u = \oint du = 0$. Это, конечно, не означает постоянства внутренней энергии газа на протяжении всего цикла. Внутренняя энергия, изменяясь при переходе газа из одного состояния в другое, в конце (при завершении) цикла принимает первоначальное значение, и тем самым общее ее изменение за цикл равно нулю.



Фиг. 1.5. Изменение внутренней энергии при разных процессах.

При некоторых условиях (высокие температуры и низкие давления) у реальных газов происходит изменение в основном внутренней кинетической энергии; при других условиях (превращение жидкости в насыщенный пар, в изобарных процессах с насыщенным паром) — внутренней потенциальной энергии.

Поскольку идеальный газ не обладает силами взаимодействия молекул, его внутренняя энергия состоит лишь из кинетической энергии частиц и является функцией только температуры газа. Это подтверждается известным законом Джоуля и кинетической теорией вещества, по которой

$$u = \frac{3}{2} RT.$$

Таким образом для идеального газа $u = f(T)$.

Поскольку газ в процессах, происходящих в условиях артиллерийской практики, имеет высокую температуру и большое давление, то при вычислении изменений внутренней энергии газа следовало бы учитывать изменение как кинетической, так и потенциальной энергии частиц газа. Однако для упрощения расчетов учитывается лишь изменение внутренней кинетической энергии. Это равносильно тому, что реальный пороховой газ при вычислении изменений внут-

ренней энергии рассматривается как идеальный. Установим общую зависимость для изменения внутренней энергии идеального газа.

Если в изохорном процессе к газу подводится теплота, то температура газа при этом возрастает. Количество тепла q, сообщенной 1 *кг* газа в этом процессе, выразится формулой

$$q=c_w(t_2-t_1).$$

По закону сохранения энергии вся теплота идет на изменение внутренней энергии газа, т. е. $\Delta u=q$, или

$$\Delta u=c_w(t_2-t_1). \qquad (1.17)$$

Ввиду того, что изменение внутренней энергии не зависит от характера процесса и для идеального газа определяется лишь граничными значениями его температуры, формула (1.17) является общей, справедливой для *любого термодинамического процесса.*

Следовательно, *изменение внутренней энергии идеального газа во всех термодинамических процессах равно произведению изохорной теплоемкости на разность температур газа.*

Для ω *кг* идеального газа

$$\Delta U=U_2-U_1=c_u\omega(t_2-t_1). \qquad (1.17')$$

1.7. ВНЕШНЯЯ РАБОТА ГАЗА

Пусть в цилиндре, имеющем площадь поперечного сечения F и закрытом поршнем (фиг. 1.6), помещается 1 *кг* газа. Поршень может свободно, без трения перемещаться в цилиндре. Давление газа в цилиндре равно внешнему давлению на поршень. Газ находится в равновесном состоянии, и поршень неподвижен. Если к газу подводить теплоту извне, то он будет нагреваться и расширяться, вытесняя поршень и производя работу против сил внешнего давления. Процесс расширения газа будем считать равновесным, так что давление газа внутри цилиндра и внешнее давление на поршень одинаковы и равны p.

На бесконечно малом пути перемещения поршня ds работа газа против сил внешнего давления (внешняя работа), очевидно, будет

$$dl=pF\,ds=p\,dw, \qquad (1.18)$$

где l — работа 1 *кг* газа (удельная работа), измеряемая в *кг·дм/кг* или в *кгм/кг*.

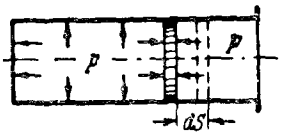
Внешнюю работу газа для конечного пути перемещения поршня находят интегрированием уравнения (1.18) в границах изменения удельного объема:

$$l=\int_{w_1}^{w_2} p\,dw. \qquad (1.19)$$

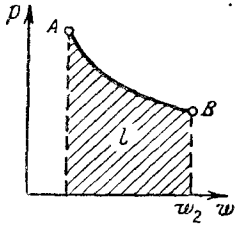
В частном случае, при изобарном процессе, когда $p=\text{const}$, внешняя работа определяется простейшим выражением

$$l_{p=\text{const}}=p(w_2-w_1). \qquad (1.20)$$

При других термодинамических процессах для вычисления работы надо знать функциональную зависимость давления от удельного объема $p=f(w)$, которую и следует подставлять в выражение (1.19). Эта зависимость устанавливается с помощью уравнения состояния с учетом особенностей конкретного термодинамического процесса.



Фиг. 1.6. Схема расширения газов.



Фиг. 1.7. Внешняя работа газов.

Поскольку при равновесных процессах давление газа равно внешнему давлению и функциональную зависимость $p=f(w)$ можно изобразить графически в виде кривой процесса в системе координат p, w, внешняя работа газа для этих процессов также поддается графическому изображению в указанной системе координат (фиг. 1.7).

Из уравнения (1.19) и фиг. 1.7 следует:

1) работа газа в системе координат p, w изображается площадью, ограниченной линией процесса AB, крайними ординатами и осью абсцисс;

2) работа газа зависит от всех промежуточных состояний газа, т. е. от характера процесса.

Для произвольного количества газа (ω *кг*) его внешняя работа определяется выражением

$$L=\omega l=\int_{w_1}^{w_2} p\omega\, dw=\int_{W_1}^{W_2} p\, dW, \qquad (1.21)$$

где W_1 и W_2 — объем, занятый газом соответственно в начале и конце процесса.

Работа газа может быть положительной и отрицательной. Знак работы определяется знаком изменения удельного объема, так как давление газа является величиной положительной. При расширении газа $dw>0$, и работа газа положительна; при сжатии газа — наоборот. В этом случае работу производит не газ, а внешние силы.

При неравновесных процессах внешняя работа газа не может быть изображена графически в системе координат p, w (p и w — параметры состояния газа), так как при этом внутреннее давление отличается от внешнего на конечную величину, и распределение значений параметров состояния по всему объему газа не является равномерным.

1.8. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ. ПРИНЦИП ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ ТЕПЛОТЫ И РАБОТЫ

Термодинамический процесс, протекающий в системе, непременно сопровождается преобразованием энергии, которое может заключаться как в переходе энергии из одного вида в другой внутри самой системы, так и в обмене энергией между системой и окружающей средой. Все эти энергетические преобразования происходят в соответствии с общим законом сохранения энергии, высказанным М. В. Ломоносовым в 1746 г. и развитым позже другими учеными (Р. Майер — 1842 г., Гельмгольц — 1847 г.).

Закон сохранения энергии устанавливает, что энергия не создается, не уничтожается и что одна форма энергии может переходить в другую, причем превращение энергии из одного вида в другой происходит всегда в строго определенных, постоянных количественных отношениях.

При исследовании термодинамических процессов в отношении преобразования энергии важное значение имеет частный случай общего закона сохранения энергии применительно к тепловым явлениям. Сущность его состоит в том, что тепловая энергия (теплота) может превращаться в механическую (в виде совершения работы) и, наоборот, работа — в теплоту, причем определенное количество тепла эквивалентно определенному количеству работы.

Ввиду того, что превращение различных видов энергии происходит в определенных, неизменных количественных отношениях (принцип эквивалентности), работа L, полученная из теплоты Q, не зависит от характера процесса превращения Q в L. Иначе говоря, отношение L/Q всегда будет иметь постоянное значение при данной системе единиц измерения.

Если теплота измеряется в тепловых единицах (*ккал*), а работа — в механических (*кгм*), то константа указанного отношения E $\left(\frac{L}{Q}=E \text{ или } L=EQ\right)$ носит название *механического эквивалента тепла:*

$$E=4264{,}5\approx 4270 \text{ кг}\cdot\text{дм/ккал. } 427 \text{ кг}\cdot\text{м/ккал.}$$

Величина, обратная E, называется *тепловым эквивалентом работы* и обозначается через A:

$$A=\frac{1}{E}=\frac{Q}{L}=\frac{1}{4264{,}5} \text{ ккал/кг}\cdot\text{дм.}$$

1.9. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

При подводе тепла к газу, находящемуся под некоторым внешним давлением, газ расширяется и температура его возрастает. При этом происходит увеличение внутренней энергии газа и им совершается внешняя работа.

Если количество подведенной теплоты равно q (*ккал/кг*), изменение внутренней энергии Δu (*ккал/кг*) и внешняя работа l (*кг·дм/кг*), то по закону сохранения энергии

$$q=\Delta u+Al \tag{1.22}$$

Формула (1.22) является аналитическим выражением *первого закона термодинамики*, который устанавливает, что *при подводе к газу тепла одна часть его расходуется на увеличение внутренней энергии газа, а другая — на совершение газом внешней работы.*

Для произвольного количества газа выражение первого закона термодинамики по аналогии запишется так:

$$Q=\Delta U+AL. \tag{1.23}$$

Для бесконечно малого процесса эти уравнения соответственно приобретают вид

$$dq=du+A\,dl; \tag{1.24}$$

$$dQ=dU+A\,dL. \tag{1.25}$$

Эти уравнения являются алгебраическими, и надо условиться относительно знаков входящих в них величин. Выше указывалось, что работу считаем положительной, если газ расширяется, и отрицательной, если газ сжимается. Изменение внутренней энергии будем считать положительным при возрастании температуры газа. Теплоту будем считать положительной, если она подводится к газу из внешней среды.

Уравнения (1.22) ÷ (1.25) справедливы для любого термодинамического процесса и представляют собой *общие аналитические выражения первого закона термодинамики.* В применении к равновесным процессам они могут быть преобразованы к другому виду. Ограничимся преобразованием уравнения (1.24).

Так как при равновесных процессах $dl=p\,dw$, уравнение (1.24) приобретает следующий вид:

$$dq=du+Ap\,dw. \tag{1.24'}$$

Применительно к идеальным газам, для которых

$$du=c_w dT,$$

это уравнение имеет вид

$$dq=c_w dT+Ap\,dw. \tag{1.24''}$$

Первый закон термодинамики находит очень широкое применение как в теории, так и в практике термодинамических расчетов.

Этот закон кладут в основу вывода важнейших зависимостей при изучении явления выстрела. Применим этот закон к выводу формулы Майера, связывающей теплоемкости газа при изобарном и изохорном процессах.

Для изобарного процесса, как следует из определения теплоемкости,

$$dq=c_p dT.$$

Подставив это выражение в (1.24″), получим

$$c_p dT=c_w dT+Ap\,dw$$

или

$$c_p=c_w+Ap\left(\frac{\partial w}{\partial T}\right)_p, \tag{1.26}$$

где индекс p у производной свидетельствует о том, что она должна быть вычислена для изобарного процесса (p=const).

Из уравнения состояния

$$w=\frac{R}{p}T.$$

Значит,

$$\left(\frac{\partial w}{\partial T}\right)_p=\frac{R}{p}.$$

После подстановки этого выражения в формулу (1.25) и элементарного преобразования получим формулу Майера

$$c_p=c_w+AR. \tag{1.27}$$

Эта формула имеет очень широкое практическое применение. Ее ценность состоит в том, что она устанавливает соотношение между теплоемкостями газов c_p и c_w.

Из формулы (1.27) следует, что изобарная теплоемкость c_p больше изохорной c_w на величину газовой постоянной R, выраженной в тепловых единицах.

1.10 МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

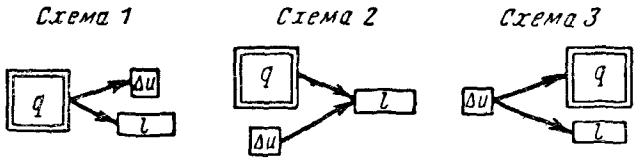
Большинство из полученных выше зависимостей справедливо лишь для равновесных процессов. Однако все реальные процессы, протекающие в тепловых машинах и аппаратах, в большей или меньшей степени отличаются от равновесных. В тех случаях, когда отличие невелико, говорят о наличии *квазиравновесного* или *квазистатического* процесса и при исследовании такого процесса применяют зависимости, справедливые для равновесных процессов. Это значительно упрощает термодинамический анализ реальных процессов, хотя и приводит к не вполне точным результатам. Если отличие процесса от равновесного существенно (это устанавли-

вается опытным путем), то приходится применять более сложные зависимости.

Рассмотрим метод термодинамического анализа равновесных и квазиравновесных процессов.

Исследование термодинамических процессов проводится по двум направлениям: 1) устанавливается закономерность изменения состояния газа в процессе; 2) определяются особенности превращения энергии в нем.

При установлении особенностей превращения энергии по известным уже зависимостям определяются количество тепла, сообщаемого газу, изменение его внутренней энергии и внешняя работа. Характер превращения энергии для наглядности можно представить в общем случае одной из следующих трех схем.



В схеме 1 теплота, сообщаемая газу, расходуется на увеличение его внутренней энергии и совершение внешней работы. В схеме 2 работа газа в процессе производится вследствие использования подведенной теплоты и уменьшения внутренней энергии газа. В схеме 3 вследствие уменьшения внутренней энергии газа в процессе им совершается внешняя работа и теплота отдается в холодильник. Последняя схема является типичной для явления выстрела.

Из приведенных общих схем могут быть образованы частные схемы процессов в тех случаях, когда один из трех элементов схемы равен нулю. Например, в рассмотренном нами изохорном процессе газ не совершает внешней работы. Для этого процесса в зависимости от того, подводится ли теплота к газу или отнимается от него, будет применима одна из приводимых ниже схем. Дейст-

вительно, при изохорном процессе подводимая к газу теплота целиком идет на изменение его внутренней энергии. В изобарном же процессе подводимая теплота расходуется не только на изменение внутренней энергии газа, но и на совершение внешней работы. Отсюда ясно, что $c_p > c_w$. При изменении температуры на 1° С изменение внутренней энергии газа в обоих процессах будет одинаково и численно равно (для 1 *кг* газа) c_w, а в изобарном процессе газ при этом совершит внешнюю работу, равную газовой постоян-

ной (по ее определению). Ввиду этого разность между c_p и c_w должна быть равна R, выраженной в соответствующих единицах измерения.

Формула (1.27), как следует из ее вывода, справедлива лишь для идеальных газов. Для реальных газов $c_p - c_w > AR$, так как при их расширении совершается не только внешняя, но и внутренняя работа против сил, действующих между молекулами, что и обусловливает бо́льший расход тепла.

В баллистике пользуются формулой Майера (1.27).

1.11. ЭНТАЛЬПИЯ

Если в правой части уравнения (1.24′) первого закона термодинамики для равновесных процессов прибавить и вычесть $Aw\,dp$, то после простейшего преобразования получим

$$dq = du + Ad(pw) - Aw\,dp,$$

или

$$dq = d(u + Apw) - Aw\,dp.$$

Обозначив

$$u + Apw = i, \tag{1.28}$$

окончательно запишем

$$dq = di - Aw\,dp. \tag{1.29}$$

Величина i, определяемая выражением (1.28), зависит только от состояния газа и не зависит от характера процесса, в нем протекающего. Значит, она, подобно внутренней энергии, является функцией состояния газа. Эта величина называется *энтальпией* или *теплосодержанием*. Она измеряется количеством тепла, которое необходимо сообщить единице газа *при постоянном давлении*, чтобы температура его повысилась от t_1 до t_2° С.

Применив выражение (1.29) к изобарному процессу ($p = \text{const}$; $dp = 0$), получим

$$dq = di.$$

Вместе с тем, для этого процесса, как было указано выше,

$$dq = c_p\,dT.$$

Следовательно,

$$di = c_p\,dT. \tag{1.30}$$

Отсчет энтальпии, как и внутренней энергии, можно вести либо от абсолютного нуля, либо от 0° С. Энтальпия i измеряется в *ккал/кг*.

Перейдем к анализу частных видов термодинамических процессов.

1.12. ИЗОБАРНЫЙ ПРОЦЕСС

Изобарным называют процесс, протекающий при постоянном давлении (p=const); в диаграмме p, w он выражается прямой, параллельной оси абсцисс (см. фиг. 1.4). Из уравнения состояния получаем соотношение параметров

$$w=\frac{R}{p}T=C_1T, \tag{1.13}$$

где $C_1=\frac{R}{p}$ — постоянная величина.

Изменение внутренней энергии газа

$$\Delta u=c_w(T_2-T_1)$$

или с учетом выражения (1.13)

$$\Delta u=\frac{c_w}{C_1}(w_2-w_1).$$

В этих формулах индексы 1 и 2 при температуре и удельном объеме указывают соответственно начальные и конечные значения параметров состояния. Внешняя работа газа в этом процессе определяется известным выражением

$$l=p(w_2-w_1).$$

Как изменение внутренней энергии газа, так и внешняя работа могут быть и положительными и отрицательными в зависимости от направления процесса. При расширении газа Δu и l положительны; при сжатии газа — отрицательны.

Количество тепла, получаемого или отдаваемого газом в процессе, определяется по общему выражению первого закона термодинамики

$$q=\Delta u+Al$$

или через среднюю теплоемкость

$$q=\bar{c}_p(T_2-T_1)=i.$$

Характер преобразования энергии определяется схемой 1, приведенной выше (при сжатии газа направление стрелок в этой схеме следует изменить на противоположное).

1.13. ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС

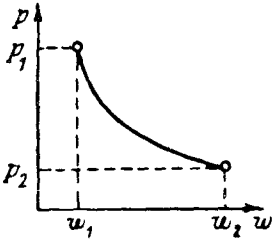
Изотермическим называют процесс, протекающий при постоянной температуре (T=const). Уравнение процесса для идеального газа (по уравнению состояния) имеет вид pw=const.

Графически в системе координат p, w процесс изображается равнобокой гиперболой (фиг. 1.8).

Формула соотношения параметров, получаемая из уравнения процесса, имеет вид

$$\frac{p_2}{p_1}=\frac{w_1}{w_2} \quad \text{или} \quad \frac{p_2}{p_1}=\frac{\gamma_2}{\gamma_1}.$$

Так как температура газа в процессе остается постоянной, изменения внутренней энергии идеального газа не происходит, т. е $\Delta u=0$. В данном процессе неизменной остается и энтальпия ($di=c_p\,dT=0$). Поэтому изотермический процесс в идеальном газе является также процессом изоэнтальпийным.



Фиг 1 8 Изотермический процесс

Внешняя работа газа

$$l=\int_{w}^{w_2} p\,dw=C\int_{w_1}^{w_2}\frac{dw}{w}=C\ln\frac{w_2}{w_1},$$

где C — постоянная величина, определяемая выражением

$$C=p_1w_1=RT.$$

Поскольку внутренняя энергия газа остается неизменной, количество тепла, полученного газом или отданного им, эквивалентно внешней работе газа:

$$q=Al=Ap_1w_1\ln\frac{w_2}{w_1}.$$

Характер преобразования энергии в процессе в зависимости от его направления изображается частным видом схемы 1 или 2 при $\Delta u=0$ с соответствующим направлением стрелок (см. стр. 48).

1.14. АДИАБАТНЫЙ ПРОЦЕСС

Процесс изменения состояния газа, протекающий без теплообмена с окружающей средой, называется *адиабатным* или *адиабатическим*. Для адиабатного процесса в соответствии с определением $dq=0$, $q=0$.

Уравнение процесса выводится из уравнения первого закона термодинамики с помощью уравнения состояния.

Уравнение первого закона термодинамики для рассматриваемого процесса записывается в виде [из уравнения (1.24″) при $dq=0$]

$$c_u\,dT+Ap\,dw=0. \qquad (1.31)$$

Из уравнения состояния после дифференцирования его получаем

$$dT=\frac{1}{R}(p\,dw+w\,dp). \tag{1.32}$$

Подставим выражение (1.32) в (1.31) и проведем преобразования

$$\frac{c_w}{R}(p\,dw+w\,dp)+Ap\,dw=0,$$

$$p\,dw+w\,dp+\frac{AR}{c_w}p\,dw=0,$$

Так как

$$AR=c_p-c_w.$$

то

$$p\,dw+w\,dp+\frac{c_p-c_w}{c_w}p\,dw=0$$

или

$$p\,dw+w\,dp+(k-1)p\,dw=0.$$

После приведения подобных членов и деления на pw получаем

$$\frac{dp}{p}+k\frac{dw}{w}=0. \tag{1.33}$$

Напомним, что k — не постоянная величина, а функция температуры. Поэтому трудно точно проинтегрировать уравнение (1.33). Если же считать k постоянной величиной, то уравнение интегрируется элементарно, и интеграл его имеет вид

$$pw^k=\text{const}. \tag{1.34}$$

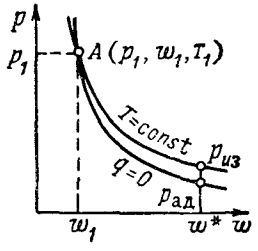
Полученное выражение и является уравнением адиабатного процесса.

Если при выводе уравнения адиабатного процесса пользоваться сокращенным уравнением Ван дер Ваальса (1.5), то будет получено уравнение адиабаты в виде

$$p(w-b)^k=\text{const}. \tag{1.35}$$

Такое уравнение применяют в баллистике при выводе зависимости для давления пороховых газов в канале ствола после окончания горения пороха.

Уравнение (1.34) выражает неравнобокую гиперболу, располагающуюся на участке расширения газа под изотермой, а на участке сжатия — над ней (фиг. 1.9).



Фиг. 1.9. Изотерма и адиабата.

Напишем формулы соотношения параметров.

По уравнению (1.34)

$$p_1 w_1^k = p_2 w_2^k,$$

откуда

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^k. \qquad (1.36)$$

Воспользовавшись уравнением состояния, легко получить и другие две формулы:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^{k-1}, \qquad (1.37)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}. \qquad (1.38)$$

Изменение температуры газа в адиабатном процессе происходит значительно медленнее, чем изменение давления. Это следует из формулы (1.38), так как величина показателя адиабаты $k = \frac{c_p}{c_w}$ немного больше единицы (для пороховых газов $k \approx 1{,}20 \div 1{,}25$).

Изменение внутренней энергии

$$\Delta u = \bar{c}_w (T_2 - T_1). \qquad (1.39)$$

Как было указано выше, внешняя работа в адиабатном процессе совершается газом за счет его внутренней энергии. Поэтому выражение для внешней работы можно написать непосредственно из уравнения (1.39). То же самое получим, если воспользуемся общим уравнением первого закона термодинамики для этого процесса

$$\Delta u + Al = 0$$

и уравнением (1.39):

$$l = -\frac{1}{A} \Delta u = E\bar{c}_w (T_1 - T_2), \qquad (1.40)$$

где E — механический эквивалент тепла.

Из формулы Майера (1.27) произведение $Ec_w = \frac{R}{k-1}$. Тогда выражение для работы получим в виде

$$l = \frac{R}{k-1}(T_1 - T_2). \qquad (1.41)$$

Учитывая, что $RT_1 = p_1 w_1$ и $RT_2 = p_2 w_2$, вместо формулы (1.41) можно написать

$$l = \frac{1}{k-1}(p_1 w_1 - p_2 w_2). \qquad (1.41')$$

Если в выражении (1.41) вынести за скобки T_1, заменить $RT_1=p_1w_1$ и воспользоваться формулой (1.38), то получим выражение для внешней работы

$$l=\frac{1}{k-1}p_1w_1\left[1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right], \qquad (1.42)$$

к которому вернемся в следующей главе.

Все приведенные здесь выражения для внешней работы газа в адиабатном процессе можно получить также исходя из общего выражения для нее

$$l=\int_{w_1}^{w_2}p\,dw$$

и применяя формулы соотношения параметров для данного процесса.

1.15. ПОЛИТРОПНЫЙ ПРОЦЕСС*

Реальные термодинамические процессы часто настолько сложны, что для них очень трудно, а иногда даже невозможно составить уравнение, например для процессов, происходящих в реактивных двигателях и в орудиях, когда исследуется движение продуктов сгорания топлива, сопровождающееся рядом малоизученных явлений (термическая диссоциация и рекомбинация молекул, догорание, теплоотдача, трение и др.). В таких случаях, чтобы получить достаточно простой метод расчета (в ущерб точности, конечно), заменяют реальный процесс некоторым фиктивным процессом, имеющим сравнительно простое и удобное для решения задачи аналитическое выражение, дающее точность, достаточную для практики.

В качестве такого выражения принимают

$$pw^n=\text{const}, \qquad (1.43)$$

где n — постоянная величина.

Процесс, выраженный уравнением (1.43), называется *политропным*. Величина n в уравнении политропного процесса называется показателем политропы.

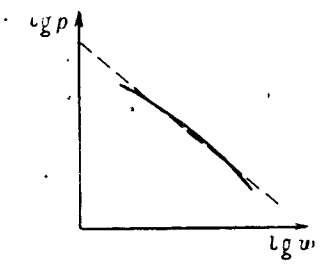
Поскольку в логарифмических координатах политропный процесс изображается прямой линией

$$\lg p+n\lg w=\text{const}$$

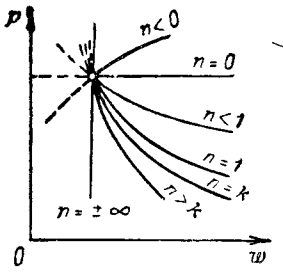
с угловым коэффициентом, равным показателю политропы, замена реального процесса политропным и определение величины показа-

* Или политропический.

теля политропы не представляет трудностей. Для этого необходимо в логарифмических координатах (фиг. 1.10) изобразить реальный процесс (по опытным данным), аппроксимировать его прямой линией, определить угол наклона прямой и произвести элементарный расчет.



Фиг. 1.10. Политропный процесс.



Фиг. 1.11. Политропа как обобщение других видов процессов.

Если аппроксимация всего процесса будет слишком грубой, то процесс разделяют на несколько участков (в пределах допустимого приближения), для каждого из которых находят свое значение n.

Таким образом, по существу формальное введение в термодинамику политропного процесса дает в руки исследователя своего рода универсальное средство термодинамического анализа любых реальных процессов.

В частных случаях политропный процесс может совпадать с реальным процессом. Например, из уравнения (1.43) можно получить уравнения всех рассмотренных нами частных видов процессов:

$n=0$ $\quad pw^0=\text{const}$ — изобара;

$n=1$ $\quad pw=\text{const}$ — изотерма;

$n=k=\dfrac{c_p}{c_w}$ $\quad pw^k=\text{const}$ — адиабата;

$n=\pm\infty$ $\quad pw^{\pm\infty}=\text{const}$ или $p^{\pm\frac{1}{\infty}}w=w=\text{const}$ — изохора.

Расположение политроп в системе координат p, w в зависимости от величины показателя политропы показано на фиг. 1.11.

Ввиду того, что уравнение политропы по форме совпадает с уравнением адиабаты, все математические выводы, полученные при анализе адиабатного процесса, справедливы и для политропного процесса, если в них k заменить n.

Политропному процессу, как всякому термодинамическому процессу, соответствует своя теплоемкость.

Найдем формулу, связывающую теплоемкость политропного процесса c с показателем n. По определению теплоемкости и первому закону термодинамики имеем

$$dq=c\,dT \text{ и } dq=c_w\,dT+Ap\,dw.$$

Выразим $p\,dw$ через температуру и приравняем правые части. При дифференцировании уравнения политропы и уравнения состояния соответственно получим

$$np\,dw+w\,dp=0 \text{ и } p\,dw+w\,dp=R\,dT.$$

откуда

$$p\,dw(1-n)=R\,dT \quad \text{и} \quad p\,dw=\frac{R\,dT}{1-n}.$$

Значит,

$$c\,dT=c_w dT+\frac{AR}{1-n}\,dT$$

или

$$c=c_w+\frac{AR}{1-n}.$$

Заменяя AR по формуле Майера (1.27) и производя элементарные преобразования, получаем

$$c=c_w+\frac{c_p-c_w}{1-n}=c_w\left(1-\frac{k-1}{n-1}\right)=c_w\frac{n-k}{n-1}. \qquad (1.44)$$

Так как согласно сказанному выше n и k являются постоянными величинами, то и *теплоемкость политропного процесса,* определяемая формулой (1.44), при $c_w=\text{const}$ тоже является величиной постоянной. Это положение иногда принимается в качестве определения политропного процесса.

Из выражения (1.44) легко получить теплоемкости рассмотренных ранее частных видов процессов:

при $n=0$ (изобара) $c=c_wk=c_p$;
при $n=1$ (изотерма) $c=\infty$;
при $n=k$ (адиабата) $c=0$;
при $n=\infty$ (изохора) $c=c_w$.

Показатель политропы n играет большую роль при энергетической оценке термодинамических процессов, так как по величине этого показателя можно сразу определить, каким образом происходит преобразование энергии в процессе. В самом деле, при графическом изображении на плоскости p, w расширения газа выше изотермы располагаются кривые процессов, в которых внутренняя энергия газа возрастает, т. е. при $n<1\Delta u>0$. Ниже изотермы располагаются кривые процессов, внутренняя энергия газа в которых убывает, т. е. при $n>1\Delta u<0$.

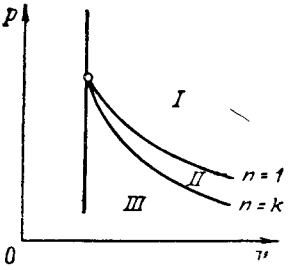
Выше адиабаты размещаются кривые процессов, которые осуществляются при подводе теплоты к газу из внешней среды, т. е при

$n<k$ $q>0$. Ниже адиабаты размещаются кривые процессов, происходящих при отводе теплоты от газа в холодильник, т. е. при $n>k$ $q<0$. Следовательно, при расширении газа все процессы в зависимости от величины показателя политропы можно разделить на три группы (фиг. 1. 12).

Процессы группы *I*, для которых $n<1$, протекают при подводе теплоты с возрастанием внутренней энергии газа.

Процессы группы *II*, для которых $1<n<k$, протекают при подводе теплоты с уменьшением внутренней энергии газа.

К группе *III* относятся процессы $n>k$, протекающие с уменьшением внутренней энергии газа при отводе теплоты в холодильник. Эта группа процессов наиболее часто встречается при решении баллистических задач.



Фиг. 1. 12. Три группы процессов

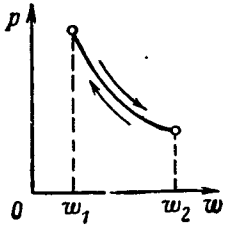
Характер преобразования энергии в разных группах процессов полностью совпадает с теми схемами, которые были приведены выше (см. стр. 48).

1. 16. ПРОЦЕССЫ ОБРАТИМЫЕ И НЕОБРАТИМЫЕ

Термодинамический метод позволяет исследовать только такие процессы в системе, которые протекают бесконечно медленно. Такие процессы называют *равновесными* (см. стр. 36).

При равновесном процессе как в прямом, так и в обратном направлении система проходит через одни и те же промежуточные состояния (фиг. 1. 13).

Процесс, который можно провести в системе в обратном направлении так, чтобы система пришла в первоначальное состояние через те же промежуточные состояния, что и при прямом процессе, называется *обратимым*.



Фиг. 1. 13 Обратимый процесс.

Равновесный процесс — всегда обратимый. Обратимый процесс допускает возможность возвращения системы в первоначальное состояние без каких-либо изменений в окружающей среде.

Если процесс нельзя провести в обратном направлении через те же промежуточные состояния, что и в прямом, то он называется *необратимым*. Необратимый процесс не допускает возможности возвращения системы в первоначальное состояние без изменений в окружающей среде.

Если в системе протекает процесс с конечной скоростью (система проходит через неравновесные состояния), то такой процесс необратим.

Необратимыми процессами являются также процессы передачи тепла от горячих тел к менее нагретым, выравнивающие температуру тел системы, процессы сгорания топлива, образование тепла при трении, диффузия и много других.

Необратимые процессы протекают естественным путем и всегда имеют одно и то же направление, приближающее систему к равновесному состоянию.

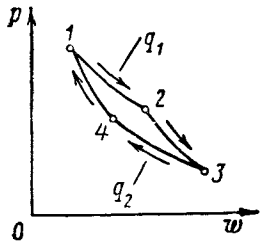
Обратимые процессы являются абстракцией и в чистом виде в практических условиях из-за трения и теплообмена не встречаются. Однако их исследование дает возможность указать, как следует проводить процессы в реальных системах, чтобы получить наилучшие результаты. Например, при равновесном процессе работа расширения газа максимальна, а работа сжатия газа минимальна.

Тепловые машины, в которых в результате кругового процесса изменения состояния рабочего тела теплота превращается в работу, являются наиболее совершенными в том случае, если протекающие в них процессы наиболее близки к обратимым.

Сравнивая действительный процесс тепловой машины с идеальным обратимым процессом, можно проанализировать работу тепловой машины и установить возможность повышения эффективности действительного процесса путем приближения его к обратимому. Для доказательства этого положения и установления путей повышения к. п. д. тепловой машины рассмотрим частный вид кругового процесса, носящий название цикла Карно́ (по фамилии французского инженера Карно́, предложившего этот круговой процесс).

1.17. ЦИКЛ КАРНО́*

Цикл Карно́ состоит из двух изотермических и двух адиабатных процессов, чередующихся между собой (фиг. 1.14). Для осуществления этого цикла необходимо иметь два термостата (источник тепла и холодильник) и рабочее тело (например, газ).



Фиг. 1.14. Цикл Карно́.

Начальное состояние газа характеризуется точкой *1*. Цикл начинается изотермическим процессом расширения газа *1—2* при $T=T_{max}$, при котором газ получает количество тепла q_1. В точке *2* процесс подвода тепла прекращается и начинается процесс адиабатного расширения газа *2—3* (температура падает до $T=T_{min}$). После окончания этого процесса происходит изотермическое сжатие газа по линии *3—4* при $T=T_{min}$ с

* В 1824 г. вышла работа французского инженера С. Карно́ «Размышления о движущей силе огня и *о* машинах, способных развить эту силу».

отводом тепла q_2 в холодильник. Возвращение газа из состояния *4* в первоначальное состояние происходит адиабатным сжатием газа по линии *4—1* с повышением температуры до T_{max}.

При завершении цикла газом совершается внешняя работа, изображенная площадью криволинейного четырехугольника *1—2—3—4—1*. Поскольку газ возвращается к начальному состоянию и внутренняя энергия его при завершении цикла имеет такое же значение, как и в начале цикла, внешняя работа совершается газом за счет разности теплоты q_1 и q_2, полученной и отданной в ходе цикла, т. е.

$$q_1 - q_2 = Al.$$

Совершенство цикла теплового двигателя характеризуется термическим к. п. д., обозначаемым через η_t и представляющим собой отношение количества тепла, превращенного в работу, к количеству тепла, полученному от источника тепла. Иначе говоря, термический к. п. д. показывает, какая доля получаемой теплоты превращается в работу.

По определению

$$\eta_t = \frac{Al}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \qquad (1.45)$$

Покажем, что термический к. п. д. *обратимого цикла Карно́ для идеального газа* зависит только от температур источника тепла и холодильника. Для этого определим значения теплоты q_1 и q_2.

Как известно, при изотермическом процессе

$$q = Al = Ap_1 w_1 \ln \frac{w_2}{w_1} = ART_1 \ln \frac{w_2}{w_1}.$$

Применительно к нашему случаю (процессы *1—2* и *3—4* в цикле Карно́)

$$q_1 = ART_1 \ln \frac{w_2}{w_1};$$

$$q_2 = ART_4 \ln \frac{w_3}{w_4}.$$

Но температура T_1 равна температуре источника тепла $T_{ист}$ и является максимальной температурой газа в цикле

$$T_1 = T_{ист} = T_{max}.$$

Температура T_4 равна температуре холодильника $T_{хол}$ и является минимальной температурой газа в цикле

$$T_4 = T_{хол} = T_{min}.$$

Отношения же удельных объемов газа $\frac{w_2}{w_1}$ и $\frac{w_3}{w_4}$ равны. По формулам соотношения параметров для адиабат *2—3* и *4—1* имеем

$$\frac{w_3}{w_2}=\left(\frac{T_2}{T_3}\right)^{\frac{1}{k-1}};\quad \frac{w_4}{w_1}=\left(\frac{T_1}{T_4}\right)^{\frac{1}{k-1}}.$$

Но $T_2=T_1$ и $T_3=T_4$, как температуры газа на соответствующих изотермах. Отсюда следует, что

$$\frac{w_3}{w_2}=\frac{w_4}{w_1}\quad\text{и}\quad\frac{w_2}{w_1}=\frac{w_3}{w_4}.$$

Учитывая это, можно написать

$$\frac{q_2}{q_1}=\frac{ART_4\ln\frac{w_3}{w_4}}{ART_1\ln\frac{w_2}{w_1}}=\frac{T_{\text{хол}}}{T_{\text{ист}}}=\frac{T_{\min}}{T_{\max}}. \tag{1.46}$$

Подставив выражение (1.46) в формулу (1.45), получим

$$\eta_t=1-\frac{q_2}{q_1}=1-\frac{T_{\min}}{T_{\max}}, \tag{1.45'}$$

что и требовалось доказать.

Анализ формулы (1.45'), справедливой при обратимом цикле Карно́, когда рабочим телом является идеальный газ, приводит к следующим выводам:

1) к. п. д. цикла Карно́ зависит только от температуры источника тепла и температуры холодильника;

2) к. п. д. увеличивается при увеличении разности температур источника тепла и холодильника;

3) к. п. д. всегда меньше единицы и не может быть равен ей, так как это могло бы быть либо при $T_{\min}=0$, либо при $T_{\max}=\infty$; ни то, ни другое невозможно;

4) при равенстве температур источника тепла и холодильника ($T_{\max}=T_{\min}$) к. п. д. цикла Карно́ равен нулю. Это указывает на невозможность превращения теплоты в работу, если все тела системы имеют одинаковую температуру, т. е. находятся в тепловом равновесии.

Для необратимого цикла Карно́ к. п. д. будет меньше, чем для обратимого, взятого при тех же источнике тепла и холодильнике. Поскольку при необратимых процессах, как было показано выше, работа расширения получается меньше, чем при обратимом, а работа сжатия — больше, внешняя работа газа в необратимом *цикле* будет меньше, чем в обратимом, т. е. $l_{\text{необр}}<l_{\text{обр}}$. Если же в обоих циклах подводится одинаковое количество тепла q_1, то

$$\eta_{t\,\text{необр}}=\frac{Al_{\text{необр}}}{q_1}<\eta_{t\,\text{обр}}=\frac{Al_{\text{обр}}}{q_1}.$$

С физической точки зрения уменьшение к. п. д. объясняется потерями энергии на преодоление трения в подвижных соединениях и на нагревание частей машины, что в конечном счете можно отнести также к отводу тепла в холодильник.

Итак, для необратимых циклов

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} < 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}}, \qquad (1.47)$$

В реальных циклах, являющихся необратимыми, к. п. д. тем ближе к максимальному значению (к. п. д. обратимого цикла), чем меньше степень необратимости цикла. Отсюда и ясна необходимость осуществления реальных циклов с возможно меньшей необратимостью.

Обобщая (1.45′) и (1.47), можно записать общее свойство циклов

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} \leqslant 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}}, \qquad (1.48)$$

где знак равенства относится к обратимым циклам, а знак неравенства к необратимым.

1. 18. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

Первый закон термодинамики говорит об изменении видов энергии, об их количественных соотношениях при переходе одного вида в другой, устанавливает постоянство энергии изолированной системы.

Но этот закон не указывает направления преобразования энергии и не устанавливает условий, необходимых для осуществления того или иного процесса. Между тем, наблюдения показывают, что преобразование механической, электрической и других видов энергии в тепловую происходит легко, и здесь никаких дополнительных условий не требуется. Наоборот, как показывает опыт, преобразование тепловой энергии в механическую в тепловом двигателе происходит лишь при соблюдении определенных условий и притом неполностью.

Переход тепла от нагретого тела к холодному осуществляется при всех условиях сам собою; обратный процесс — переход тепла от холодного тела к горячему — сам собой не осуществляется.

Вот эти особенности процессов, направление их протекания и устанавливаются основными положениями второго закона термодинамики, который не вытекает из первого закона, а представляет собой самостоятельный закон. Он определяет направление, в котором протекают термодинамические процессы, и устанавливает максимально возможные пределы превращения теплоты в работу при так называемых круговых повторяющихся процессах или циклах.

Второй закон термодинамики показывает, что необратимые (самопроизвольные) процессы возможны при условии, когда в системе нет теплового равновесия, когда в системе имеется разность температур; течение этих процессов осуществляется всегда в направлении, приближающем систему к равновесию, при котором подобные процессы заканчиваются *.

Для того чтобы нарушить состояние равновесия или усилить имеющееся неравновесное состояние, т. е. направить процесс в обратную сторону (например, передать теплоту от холодного тела к горячему), необходимо на систему оказать извне то или иное влияние, затратить механическую работу. Отсюда следует, что нельзя создать периодически действующую машину (с циклическим рабочим процессом), которая производила бы механическую работу при наличии только одного источника тепла. Очевидно, в этом случае машина может производить работу только до тех пор, пока рабочее тело (газ) не примет температуру источника тепла, т. е. пока система не придет в равновесие. Иначе говоря, при наличии только одного источника тепла можно получить машину одноразового действия. Цикличного, периодического действия при этом получить нельзя. Для осуществления циклов необходимо восстанавливать неравновесное состояние системы совершением работы извне. Для того чтобы машина давала полезную работу, необходимо в процессе возвращения системы в неравновесное состояние отводить теплоту к другому источнику тепла (холодильнику).

Таким образом, *для осуществления периодически действующей машины, производящей механическую работу, необходимо, кроме источника тепла, иметь еще и холодильник.* Отсюда непосредственно следует, что невозможно создать периодически действующую машину с коэффициентом полезного действия, равным единице. Это положение также было отмечено при анализе цикла Карно.

Приведенные положения и представляют собой сущность и содержание второго закона термодинамики. Этот закон является одним из основных законов, обосновывающих теорию тепловых машин. Кроме того, он широко применяется в физике, химии и естествознании.

Аналитическое выражение второго закона термодинамики можно получить из формулы (1.47)

$$1-\frac{q_2}{q_1}\leqslant 1-\frac{T_{\min}}{T_{\max}}.$$

Преобразуем это выражение

$$\frac{q_2}{q_1}\geqslant\frac{T_{\min}}{T_{\max}};\quad \frac{q_2}{T_{\min}}\geqslant\frac{q_1}{T_{\max}}$$

* Такая формулировка о направлении процессов в сторону установления равновесия принадлежит М. В. Ломоносову («Размышления о причинах тепла и холода», 1747).

или

$$\frac{q_1}{T_{\max}} - \frac{q_2}{T_{\min}} \leqslant 0.$$

Если считать тепло, которое получает система, положительным, а тепло, которое она отдает, отрицательным, то предыдущее выражение запишется в виде

$$\frac{q_1}{T_{\max}} + \frac{q_2}{T_{\min}} \leqslant 0.$$

Для элементарного цикла это можно записать так:

$$\frac{\Delta q_1}{T_{\max}} + \frac{\Delta q_2}{T_{\min}} \leqslant 0$$

или

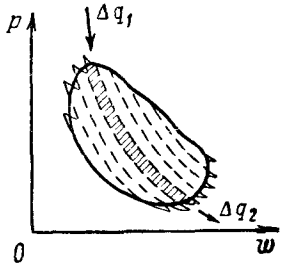
$$\sum \frac{\Delta q}{T} \leqslant 0. \qquad (1.49)$$

Отношение $\frac{q}{T}$ или $\frac{\Delta q}{T}$ называют *приведенной теплотой.*

Если машина совершает сложный цикл, то его можно разделить на элементарные циклы Карно́ (фиг. 1. 15), для каждого из которых справедливо соотношение (1. 49).

При уменьшении размеров этих элементарных циклов Карно́ и увеличении их числа до бесконечности суммирование приведенных теплот по циклам Карно́ заменяется интегрированием по контуру сложного цикла

$$\oint \frac{dq}{T} \leqslant 0. \qquad (1.50)$$



Фиг. 1. 15. Элементарные циклы Карно́.

Полученное соотношение и является аналитическим выражением второго закона термодинамики. Оно может быть сформулировано следующим образом: *для любого кругового процесса сумма приведенных теплот меньше или равна нулю.* Знак равенства относится к обратимым циклам, знак неравенства — к необратимым.

Кроме этой формулировки, существует и ряд других.

Формулировка Карно́ (1824 г.):

«Повсюду, где имеется разность температур, может происходить возникновение действующей силы. Движущая сила тепла не зависит от агрегатов, взятых для ее развития; ее количество исключительно определяется температурой тел, между которыми производится перенос теплоты. Температура газов должна быть сначала как можно выше, чтобы получить значительное развитие движущей силы. По той же причине охлаждение должно быть как можно больше.

Нельзя надеяться, хотя бы когда-либо, практически использовать всю движущую силу топлива».

Формулировка Клаузиуса (1850 г.):

«Теплота не может переходить сама собой от более холодного тела к более теплому».

Формулировка Томпсона (лорда Кельвина) (1880 г.):

«Невозможно построить периодически действующую машину, которая непрерывно превращала бы теплоту в работу только за счет охлаждения одного тела без того, чтобы в окружающих телах не произошло бы одновременно каких-либо изменений» или

«Непрерывное превращение тепла в работу осуществить невозможно, так как тела приходят в тепловое равновесие» или «Нельзя осуществить perpetuum mobile II-го рода».

1.19. ПОНЯТИЕ ОБ ЭНТРОПИИ

Для элементарного обратимого цикла Карно́ (см. фиг. 1.15), когда при $T_{\max}$ подводится тепло dq_1 и при $T_{\min}$ отводится тепло dq_2, термический коэффициент полезного действия

$$\eta_t = 1 - \frac{dq_2}{dq_1} = 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}},$$

откуда

$$\frac{dq_2}{dq_1} = \frac{T_{\min}}{T_{\max}} \text{ или } \frac{dq_1}{T_{\max}} = \frac{dq_2}{T_{\min}}, \text{ или } \frac{dq_1}{T_{\max}} - \frac{dq_2}{T_{\min}} = 0,$$

$$\sum \frac{dq}{T} = 0. \tag{1.51}$$

Равенство (1.51) показывает, что в обратимом цикле Карно́ алгебраическая сумма приведенных теплот равна нулю. Это положение было выведено Клаузиусом (1854 г.).

Для необратимых элементарных циклов $\eta_{t\,\text{необр}} < \eta_{t\,\text{обр}}$, так как в них существуют потери энергии.

Отсюда вытекает

$$1 - \frac{dq_2}{dq_1} < 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}}$$

или

$$\frac{dq_1}{T_{\max}} < \frac{dq_2}{T_{\min}}, \text{ или } \sum \frac{dq}{T} < 0.$$

В необратимом цикле алгебраическая сумма приведенных теплот будет отрицательна.

Переходя в равенстве (1.50) к интегралу, распространенному на любой замкнутый контур обратимого цикла, будем иметь

$$\oint \frac{dq}{T} = 0.$$

Исследования показывают, что $\int_1^2 \frac{dq}{T}$ не зависит от характера процесса, а определяется начальным и конечным состоянием тела, т. е. является функцией состояния тела. Следовательно, величина $\frac{dq}{T}$ представляет собой полный дифференциал некоторой однозначной функции состояния, получившей название *энтропии* и обозначаемой

$$S=\int_1^2 \frac{dq}{T}=S_2-S_1, \qquad (1.52)$$

где S_1 и S_2 — энтропия соответственно начального и конечного состояния газа.

Итак, энтропия — однозначная функция состояния тела, величина которой не зависит от пути, по которому тело пришло в данное состояние; изменение энтропии не зависит от промежуточных состояний тела, т. е. не зависит от характера процесса.

Изменение энтропии в замкнутых обратимых циклах равно нулю. Энтропия измеряется в *ккал/кг·град* (как c_v и c_p).

Энтропия в процессах

Если конечная система изолированная, т. е. состоит из отдельных тел, которые не получают теплоты извне и не отдают ее окружающей среде, то $dq=0$, и энтропия такой системы $dS=\frac{dq}{T}$ при осуществлении в ней обратимых процессов тоже равна нулю и, следовательно, $S=\text{const}$.

Таким образом, при осуществлении в изолированных системах обратимых процессов их энтропия не меняется.

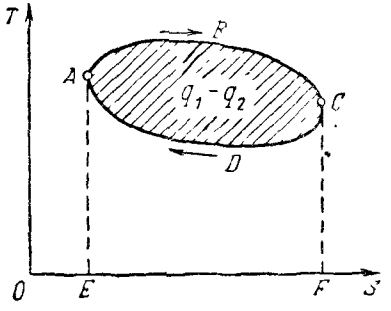
При необратимых процессах, где дополнительное тепло затрачивается на преодоление вредных сопротивлений, изменение энтропии $dS>\frac{dq}{T}$, но, так как $dq=0$, то $dS>0$ и $S_2>S_1$.

Следовательно, энтропия изолированной системы при осуществлении в ней необратимых процессов растет.

Течение необратимого процесса всегда сопровождается увеличением энтропии, что имеет большое практическое значение. Решение вопроса о возможном направлении процессов является одной из задач второго закона термодинамики. По изменению энтропии в обратимых процессах можно судить о направлении потока тепла между рабочим телом и внешней средой, чего нельзя сделать ни по одному из прежних параметров (p, v, T).

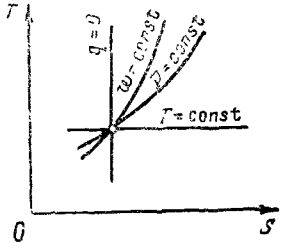
В самом деле, если $dS=\frac{dq}{T}$, то при $dS>0$ $dq>0$ и тепло подводится к рабочему телу извне (T—существенно положительная величина); если $dS<0$, то и $dq<0$, т. е. тепло отнимается от рабочего тела.

Подвод тепла в обратимом процессе ($dq>0$) всегда связан с ростом энтропии ($dS>0$), а отвод тепла ($dq<0$) с уменьшением ее ($dS<0$).

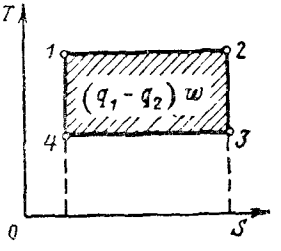


Фиг. 1.16. Круговой процесс в T, S-диаграмме.

Так как $dq=T\,dS$ и $q=\int_1^2 T\,dS$, то подвод тепла можно выразить диаграммой в осях T, S (энтропийные диаграммы) аналогично тому, как изображена работа $L=\int_1^2 p\,dw$ в диаграмме p, w.



Фиг. 1.17. Термодинамические процессы в энтропийной диаграмме.



Фиг. 1.18. Цикл Карно в энтропийной диаграмме.

Если в диаграмме T, S (фиг. 1.16) изобразить замкнутый процесс, то площадь замкнутого контура $ABCFEA$ измеряет количество тепла q_1, подведенное к газу в процессе ABC ($dS>0$); площадь $ADCFEA$ — количество тепла, отведенное от газа q_2, так как $dS<0$.

Так как разность теплот идет на внешнюю работу, то площадь контура *ABCDA* в *T, S*-диаграмме внутри замкнутого цикла измеряет полезное тепло, перешедшее в полезную работу:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{\text{пл. } ABCDA}{\text{пл. } ABCFEA}.$$

Таким образом, наряду с *p, w*-диаграммой *T, S*-диаграмма вследствие особых свойств энтропии является весьма эффективным средством исследования циклов тепловых двигателей. Термодинамические процессы можно изобразить графически в *T, S*-диаграмме (фиг. 1. 17). На фиг. 1. 18 изображен цикл Карно.

Энтропийные диаграммы широко применяются в термодинамических расчетах и при исследовании процессов, протекающих в двигателях внутреннего сгорания, в реактивных двигателях и в паровых машинах.

Глава II

ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ГАЗОДИНАМИКИ

В первой главе рассматривались лишь равновесные процессы, протекающие с пренебрежимо малым изменением кинетической энергии поступательного движения газа. Однако на практике имеем процессы, при которых перемещение газа происходит с конечными и очень большими ускорениями, которыми нельзя пренебрегать. Типичными процессами такого рода являются процессы движения газов под большим давлением в канале ствола, истечение пороховых газов из канала ствола орудия при выстреле, истечение газов из каморы реактивного двигателя и др. В этих случаях при исследовании процессов нельзя ограничиться полученными ранее зависимостями и требуются дополнительные зависимости, учитывающие конечные изменения скорости движения газа и другие характеристики процесса. Такие зависимости даются газовой динамикой, основные положения которой приведены в этой главе.

2. 1. РАЗНОВИДНОСТИ ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ

Для характеристики газа, находящегося в состоянии покоя, достаточно задать значения двух его термодинамических параметров состояния (например, p и w или p и T). Для характеристики движущегося газа необходимо указывать дополнительно скорость движения U как по величине, так и по направлению или проекции вектора скорости на оси координат (U_x, U_y, U_z).

В наиболее общем случае движения газа эти параметры являются функциями координат x, y, z и времени t:

$$p = f_1(x, y, z, t); \quad w = f_2(x, y, z, t); \quad T = f_3(x, y, z, t);$$
$$U_x = f_4(x, y, z, t); \quad U_y = f_5(x, y, z, t); \quad U_z = f_6(x, y, z, t).$$

Это означает, что параметры состояния газа и скорость его течения (параметры газового потока) для фиксированного момента времени изменяются при переходе из одной точки пространства в другую, а в фиксированной точке пространства изменяются с течением времени. Такое движение газа называется *неустановившимся.*

Если в любой фиксированной точке пространства термодинамические параметры состояния газа и проекции вектора скорости на оси координат не изменяются с течением времени, то движение газа называется *установившимся.* Это означает, что всякая частица газа, приходящая в данную фиксированную точку пространства, будет иметь в ней такие же значения указанных параметров, какие имела в ней любая из предшествующих частиц. В таком случае выражения для параметров потока не будут зависеть от времени t и запишутся в следующем виде:

$$p=f_1(x,\ y,\ z);\ w=f_2(x,\ y,\ z);\ T=f_3(x,\ y,\ z);$$

$$U_x=f_4(x,\ y,\ z);\ U_y=f_5(x,\ y,\ z);\ U_z=f_6(x,\ y,\ z).$$

В артиллерийской практике случаи установившегося течения газа в чистом виде не встречаются. Однако если изменение параметров потока газа во времени происходит достаточно медленно, то для небольших отрезков времени можно им пренебречь и считать значения этих параметров постоянными. Такие потоки газа называют *квазиустановившимися* (как бы установившимися). При решении практических задач в этих случаях пользуются зависимостями, справедливыми лишь для установившихся потоков, что существенно упрощает решение, но приводит к результатам, в той или иной мере приближенным. Недостаток такого метода решения задач частично ликвидируется введением в решение *коэффициентов согласования* теории с опытом. Примером квазиустановившегося течения может служить истечение газа из каморы реактивного двигателя при стационарном режиме его работы.

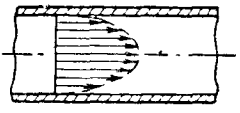
Если параметры потока являются функциями только одной координаты, то поток называется *одномерным.* Одномерные потоки могут быть установившимися и неустановившимися.

В том случае, когда пространственное движение газа симметрично относительно некоторой оси, поток называют *осесимметричным.* Такие потоки наблюдаются в каналах круглого сечения (трубы, сужающиеся каналы, расширяющиеся и комбинированные каналы). В артиллерийской практике чаще всего встречаются осесимметричное течение газа.

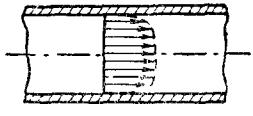
Течение реального газа даже в цилиндрической трубе не является одномерным. Вследствие трения частиц газа о стенки трубы и между собой (вязкость) распределение скоростей по поперечному сечению потока не будет равномерным. Для *ламинарного* (слоистого) движения, при котором струйки газа не перемешиваются, распределение скоростей по диаметру трубы показано на фиг. 2. 1.

При *турбулентном* (беспорядочном) движении, при котором происходит интенсивное перемешивание частиц газа в потоке, распределение скоростей по диаметру трубы имеет вид, представленный на фиг. 2.2.

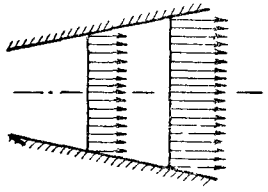
В обоих случаях параметры потока являются функциями расстояния от оси трубы. Вместе с тем течение газа по трубе происходит вследствие перепада давления по оси трубы. Следовательно, движение газа даже в цилиндрической трубе не является одномерным.



Фиг. 2.1. Распределение скоростей газов при ламинарном движении



Фиг. 2.2. Распределение скоростей газа при турбулентном движении



Фиг. 2.3. Движение в канале переменного сечения.

Неодномерность потока в канале переменного сечения очевидна.

Ламинарное движение газа может быть установившимся и неустановившимся.

Турбулентное движение всегда является неустановившимся. Однако ввиду того, что перемешивание слоев газа происходит в объемах, значительно меньших, чем размеры потока, турбулентное движение газа можно в среднем рассматривать как установившееся.

При анализе процессов, происходящих при выстреле из орудия и при работе реактивных двигателей, течение газа обычно считают одномерным (даже в канале переменного сечения, фиг. 2.3) и квазиустановившимся. Лишь в решении некоторых артиллерийских практических задач учитывают неустановившийся характер движения газа. Примером может служить установление закона распределения давления пороховых газов в заснарядном пространстве при движении снаряда по каналу ствола и определение силы давления пороховых газов на ствол после вылета снаряда. Однако и в этих случаях учет нестационарности процесса является приближенным, так как вводятся некоторые допущения, схематизирующие процесс. Ниже приводятся сведения, относящиеся лишь к установившемуся одномерному течению газа.

2.2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ДЛЯ ОДНОМЕРНОГО ТЕЧЕНИЯ ГАЗА

Для описания одномерного установившегося течения газа достаточно указать распределение значений его термодинамических параметров состояния и скорости движения вдоль оси потока. Таким

образом, основная задача газодинамики в данном случае состоит в определении следующих четырех функций:

$$\left.\begin{aligned} p &= f_1(x), \\ w &= f_2(x), \\ T &= f_3(x), \\ U_x &= f_4(x), \end{aligned}\right\} \qquad (2.1)$$

где x — координата точки на оси потока.

Для нахождения функций (2.1) необходимо иметь систему из четырех уравнений и граничные значения параметров $p_{x=0}$, $w_{x=0}$, $T_{x=0}$ и $U_{x=0}$.

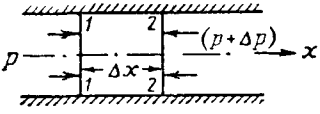
В систему уравнений включим уравнение состояния, уравнение движения, уравнение сохранения массы и уравнение энергии. Если в эти уравнения дополнительно войдут величины, связывающие искомые функции, то надо задать еще соответствующие связи. Уравнение состояния напишем в виде

$$pw = RT. \qquad (2.2)$$

Остальные уравнения приводятся ниже.

2.3. УРАВНЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ.

Пусть в цилиндрическом канале (фиг. 2.4) с площадью поперечного сечения s в направлении оси x движется газ. Движение газа считаем одномерным установившимся.



Фиг. 2.4. Одномерное движение газа в канале.

Выделим сечениями *1-1* и *2-2* элемент газа длиной Δx. Давление в сечении *1-1* обозначим через p, а в сечении *2-2* через $p+\Delta p$.

На выделенный элемент в соответствующих сечениях действуют силы Fp и $F(p+\Delta p)$.

Масса элемента равна $\rho F \Delta x$ (ρ — массовая плотность газа); скорость его движения U_x.

По второму закону механики

$$\rho F \Delta x \frac{dU_x}{dt} = Fp - F(p+\Delta p)$$

или после сокращений

$$\Delta x \frac{dU_x}{dt} = -\frac{1}{\rho} \Delta p.$$

Разделим обе части уравнения на Δx и перейдем к пределу при $\Delta x \to 0$. При этом получим

$$\frac{dU_x}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}. \tag{2.3}$$

Но

$$\frac{dU_x}{dt} = \frac{dU_x}{dx} \frac{dx}{dt} = \frac{dU_x}{dx} U_x,$$

так как скорость является функцией только координаты. Следовательно,

$$U_x \frac{dU_x}{dx} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}. \tag{2.4}$$

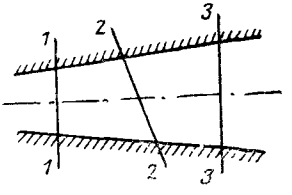
Уравнение (2.4) представляет собой уравнение в форме Эйлера для одномерного установившегося движения газа (жидкости). Если в уравнении (2.4) исключить dx и плотность газа заменить удельным объемом $\left(\frac{1}{\rho} = gw\right)$, то после очевидных преобразований получим уравнение Бернулли

$$\frac{dU_x^2}{2g} + w\,dp = 0. \tag{2.5}$$

Это уравнение с целью выяснения его физического смысла рассмотрено ниже (см. стр. 75).

2.4. УРАВНЕНИЕ СОХРАНЕНИЯ МАССЫ

При установившемся движении газа (фиг. 2.5) через каждое из сечений канала в одинаковые промежутки времени протекает одинаковое количество газа, так что количество газа между любыми двумя сечениями остается неизменным. Действительно, если бы количество газа, протекающего через различные сечения канала, было неодинаковым, то происходило бы либо уплотнение (накопление), либо разрежение газа. В том и другом случае параметры потока между выбранными сечениями изменялись бы во времени, и поток был бы неустановившимся.



Фиг 2.5. Установившееся течение газа

Вес газа, протекающего через произвольное сечение канала в единицу времени (секунду), называют секундным расходом и обозначают $G_{сек}$.

При установившемся (не обязательно одномерном) движении газа справедливо равенство $G_{сек}=\text{const}$. Это равенство является общим выражением *закона сохранения массы* для установившегося потока газа. Чтобы записать это выражение в развернутом виде, необходимо установить связь между секундным расходом и параметрами потока в каком-либо из сечений. Наиболее просто величина секундного расхода определяется для сечения, нормального к направлению потока. В таком сечении

$$G_{сек}=\gamma FU_x, \tag{2.6}$$

где F — площадь сечения, нормального к оси потока;

γ — среднее значение удельного веса газа в этом сечении;

U_x — средняя скорость движения газов в нем.

С учетом выражения (2.6) *уравнение сохранения массы* при установившемся движении газа запишется так:

$$G_{сек}=\gamma FU_x=\text{const}. \tag{2.6'}$$

Уравнение (2.6′) часто называют также *уравнением непрерывности* (неразрывности) или *уравнением расхода.*

Элементарными преобразованиями можно получить следующие разновидности уравнения (2.6′):

$$\frac{FU_x}{w}=\text{const};$$

$$\rho FU_x=\text{const},$$

которые тоже широко применяются.

Наиболее простой вид имеет уравнение расхода для жидкости

$$FU_x=\text{const},$$

так как плотность жидкости можно считать постоянной.

2.5. УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГИИ

Выделим в потоке газа (фиг. 2.6) элемент *1-1—2-2* достаточно малой длины Δh. Вес элемента обозначим $\Delta\omega$, а объем его — ΔW, причем $\Delta W=w\Delta\omega$. Если площадь первого сечения равна F, а второго $F+\Delta F$, то

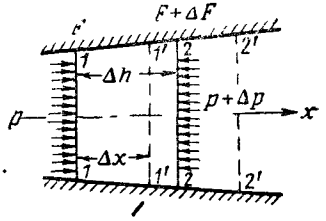
$$\Delta W=F_{ср}\Delta h=\frac{F+(F+\Delta F)}{2}\Delta h=\left(F+\frac{\Delta F}{2}\right)\Delta h=w\Delta\omega,$$

или, если пренебречь малыми второго порядка,

$$\Delta W=F\Delta h=w\Delta\omega. \tag{2.7}$$

Допустим, что за время Δt этот элемент переместится в канале на величину Δx и займет положение *1′-1′—2′-2′*. Тогда соответственно изменяется объем элемента, параметры состояния газа в нем и ско-

рость его движения. Пусть в течение этого времени к выделенному элементу подводится количество тепла ΔQ. Следовательно, суммарное действие внешней среды (соседних слоев газа и стенок канала) на элемент состоит в перемещении его из одного положения в другое, его деформации (изменении объема) и сообщении ему теплоты.



Фиг. 2.6. Поток переменного сечения.

При перемещении и деформации элемента газа внешней средой совершается работа.

Для вычисления работы перемещения элемента ΔL_1 необходимо проекцию на ось x равнодействующей всех внешних сил и реакций связей, приложенных к элементу, умножить на величину перемещения Δx. Если принять давление газа в сечении *1-1* равным p, а в сечении *2-2* $p+\Delta p$ и считать, что проекция на ось x равнодействующей реакций стенок канала уравновешивается равнодействующей сил давления $p+\Delta p$ на площади ΔF (что вполне допустимо при малости Δh), то выражение для ΔL_1 можно записать в виде

$$\Delta L_1 = F[p-(p+\Delta p)]\Delta x = -F\,\Delta p\,\Delta x.$$

Умножив и разделив правую часть этого равенства на Δh и учитывая выражение (2.7), получим

$$\Delta L_1 = -F\Delta p\,\Delta x\frac{\Delta h}{\Delta h} = -\Delta W\frac{\Delta p}{\Delta h}\Delta x = -w\,\Delta\omega\frac{\Delta p}{\Delta h}\Delta x.$$

Как известно, работа деформации элемента равна произведению давления на изменение его объема, взятому со знаком минус:

$$\Delta L_2 = -p\Delta(\Delta W) = -p\,\Delta w\,\Delta\omega.$$

Если при перемещении элемента его объем увеличивается, то работа ΔL_2 отрицательна. В этом случае физически не внешняя среда производит работу над элементом, а элемент, расширяясь, совершает работу против внешних сил.

Общее энергетическое воздействие внешней среды на выделенный элемент газа за время Δt (в тепловых единицах)

$$\Delta Q + A(\Delta L_1 + \Delta L_2) = \Delta Q - A\left(w\frac{\Delta p}{\Delta h}\Delta x + p\Delta w\right)\Delta\omega. \qquad (2.8)$$

В результате этого воздействия изменяются внутренняя и внешняя кинетическая энергия элемента. Изменение первой равно ΔU, а второй $\Delta\left(\frac{\Delta\omega U_x^2}{2g}\right)$, где U_x — скорость движения элемента.

Общее изменение энергии элемента, выраженное в тепловых единицах,

$$\Delta U + A\Delta\left(\frac{\Delta\omega U_v^2}{2g}\right). \tag{2.9}$$

На основании закона сохранения энергии формулы (2.8) и (2.9) выражают одинаковые ее количества

$$\Delta Q - A\left(w\frac{\Delta p}{\Delta h}\Delta x + p\Delta w\right)\Delta\omega = \Delta U + A\Delta\left(\frac{\Delta\omega U_x^2}{2g}\right)$$

или для единицы веса газа

$$\Delta q - A\left(w\frac{\Delta p}{\Delta h}\Delta x + p\Delta w\right) = \Delta u + A\Delta\left(\frac{U_v^2}{2g}\right). \tag{2.10}$$

При уменьшении Δh (стягивании элемента к сечению *1-1*) и Δt до бесконечности все конечные приращения переходят в дифференциалы, и уравнение (2.10) приобретает вид

$$dq - A\left(w\frac{dp}{dh}dx + p\,dw\right) = du + Ad\left(\frac{U_v^2}{2g}\right); \tag{2.11}$$

но

$$\frac{dp}{dh} = \frac{dp}{dx},$$

и тогда

$$dq - A(w\,dp + p\,dw) = du + Ad\left(\frac{U_v^2}{2g}\right)$$

или

$$dq - Ad(pw) = du + Ad\left(\frac{U_x^2}{2g}\right). \tag{2.12}$$

Зависимость (2.12) и является *уравнением энергии* газового потока.

Левая часть этого уравнения представляет собой энергию, сообщаемую в данном сечении канала (на бесконечно коротком участке) каждой единице веса движущегося газа внешней средой (соседними слоями газа и стенками канала) за бесконечно малый отрезок времени. Правая часть — изменение энергии единицы веса газа в этом сечении за тот же промежуток времени.

Учитывая, что

$$du + Ad(pw) = d(u + A\,pw) = di, \tag{2.13}$$

где i — энтальпия единицы веса газа,

уравнение энергии газового потока (2.12) можно представить в виде

$$dq = di + Ad\left(\frac{U_x^2}{2g}\right). \qquad (2.14)$$

В соответствии с выражением (2.13) и выводами, сделанными выше, изменение энтальпии движущегося газа по существу представляет собой сумму изменения его внутренней энергии и работы, произведенной внешней средой для его перемещения и деформации.

При выводе уравнения энергии не учитывалась работа на преодоление сил трения при перемещении элемента газа по каналу. Если такая работа производится (а в реальных процессах безусловно), ее следовало бы включить в левую часть уравнения энергии. Но эта работа переходит в теплоту, которая воспринимается движущимся элементом газа. Тогда вместо включения ее (работы трения) самостоятельным слагаемым в левую часть уравнения энергии газового потока можно рассматривать dq в этом уравнении как сумму теплоты, переданной элементу газа извне (через стенки канала и соседними слоями газа), и теплоты, выделившейся при трении. Следовательно, уравнение энергии газового потока справедливо как для обратимых, так и для необратимых процессов изменения состояния газа в потоке.

Вместе с тем для обратимого (равновесного) изменения состояния движущегося газа сохраняет силу известное уравнение первого закона термодинамики

$$dq = du + Ap\,dw, \qquad (2.15)$$

где $p\,dw$ — работа расширения газа. В таком виде представился бы баланс энергии наблюдателю, перемещающемуся вместе с газом и воспринимающему газ покоящимся.

Если выражение (2.14) представить в развернутом виде

$$dq = du + Ap\,dw + Aw\,dp + Ad\left(\frac{U_x^2}{2g}\right)$$

и вычесть из него (2.15), то для обратимого процесса получим

$$Aw\,dp + Ad\left(\frac{U_x^2}{2g}\right) = 0$$

или

$$d\left(\frac{U_x^2}{2g}\right) = -w\,dp. \qquad (2.5')$$

Выше это уравнение Бернулли [формула (2.5)] было получено иным путем.

Как следует из предыдущих выводов ($dL_1 = -w\Delta\omega\,dp$), произведение $-w\,dp$ означает *работу перемещения* единицы веса газа через данное сечение (бесконечно короткий участок) канала при

отсутствии трения, а $d\left(\frac{U_т^2}{2g}\right)$ — изменение кинетической энергии единицы веса газа при прохождении через это сечение. Поскольку обе эти величины выражают механическую энергию и равны одна другой, то уравнение Бернулли представляет собой *закон сохранения механической энергии* в газовом потоке: *работа перемещения газа расходуется целиком на изменение кинетической энергии его движения.*

В заключение отметим, что уравнение Бернулли справедливо только для установившегося движения газа при обратимом изменении параметров его состояния.

2.6. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Для решения основной задачи газодинамики в случае одномерного установившегося движения газа, т. е. для определения p, w, T и U_x как функций координаты точки на оси потока, получили следующие уравнения:

1) уравнение Бернулли (следствие уравнения движения)

$$d\left(\frac{U_т^2}{2g}\right) = -w\,dp;$$

2) уравнение сохранения массы

$$G_{сек} = \frac{FU_x}{w} = \text{const};$$

3) уравнение энергии

$$dq = di + Ad\left(\frac{U_x^2}{2g}\right);$$

4) уравнение состояния $pw = RT$.

Кроме искомых функций, в эти уравнения дополнительно вошли площадь поперечного сечения потока F, количество подведенной теплоты q и энтальпия i. Аргумент x (координата) в них в явном виде отсутствует. Поэтому к приведенным четырем уравнениям необходимо добавить:

5) зависимость площади поперечного сечения потока от координаты $F = f(x)$;

6) зависимость, определяющую характер подвода тепла q к газу, т. е. физическое содержание процесса;

7) зависимость для энтальпии, которая применительно к идеальному газу (см. стр. 49) имеет вид

$$di = c_p\,dT,$$

или

$$di = \frac{k}{k-1} AR\,dT,$$

учитывая, что по формуле Майера

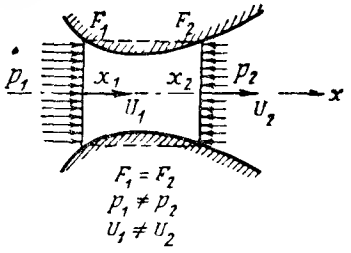
$$c_p\left(1 - \frac{c_w}{c_p}\right) = AR$$

и

$$c_p = \frac{AR}{1 - \frac{c_w}{c_p}} = \frac{AR}{1 - \frac{1}{k}} = \frac{k}{k-1} AR.$$

Таким образом, решение основной задачи газодинамики сводится к решению системы, состоящей из семи алгебраических и дифференциальных уравнений, при заданных граничных условиях.

Граничными условиями являются значения p, w, T, U_x, F и dq при граничном значении аргумента $x=0$, которые условимся обозначать соответственно через p_0, w_0, T_0, U_0, F_0, dq_0.



Фиг. 2 7 Канал переменного сечения.

В качестве аргумента иногда берут не координату, а площадь поперечного сечения потока. В таких случаях общее число уравнений в системе уменьшается на единицу, но при этом может возникнуть следующая неопределенность. Если канал имеет такую конфигурацию, что одно и то же значение F соответствует нескольким (обычно двум, x_1 и x_2 на фиг. 2.7) значениям координаты, то следует заранее указать, для какой (сужающейся или расширяющейся) части канала отыскивается решение.

2.7. УРАВНЕНИЕ КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ

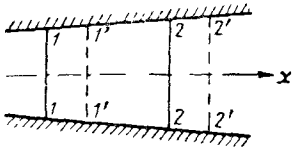
Кроме основной задачи газовой динамики, на практике часто приходится решать некоторые частные газодинамические задачи. Решение их можно вести либо с использованием результатов решения основной задачи, т. е. известного распределения значений параметров состояния газа и скорости его движения вдоль оси потока, либо с помощью специальных уравнений, значительно упрощающих и ускоряющих решение. В основу вывода последних обычно кладут общие теоремы механики.

Одной из частных задач, имеющих весьма большое практическое значение, является задача о вычислении тяги реактивного двигателя Эта задача наиболее быстро и просто решается при помощи

так называемого уравнения количества движения, вывод которого приводится ниже.

Выделим в потоке (фиг. 2.8) массу газа сечениями *1-1* и *2-2*. Разобьем эту массу газа на большое число частей так, чтобы в пределах каждой из них скорость движения можно было считать постоянной. Массы этих частей обозначим через m, а скорости их через U_x.

Согласно теореме механики об изменении количества движения приращение проекции количества движения массы газа *1-1—2-2* за некоторый отрезок времени на ось x равно сумме проекций импульсов всех сил, приложенных к этой массе газа за тот же отрезок времени, на ту же ось. Для бесконечно малого отрезка времени dt эта теорема имеет следующее аналитическое выражение:



Фиг. 2.8 Схема течения газа.

$$d\sum mU_x = R\,dt,$$

где R — сумма проекций *всех* сил (в том числе и реакций стенок канала) на ось потока, приложенных к рассматриваемой массе газа.

Найдем приращение суммарного количества движения $d\sum mU_x$ за время dt, в течение которого масса газа *1-1—2-2* переместится в положение *1'-1'—2'-2'*.

Поскольку движение газа по каналу установившееся, количество движения газа между сечениями *1'-1'* и *2'-2'* остается неизменным. Следовательно, приращение количества движения выделенной массы газа равно разности количеств движения газа в объемах *2-2—2'-2'* и *1-1—1'-1'*. Обозначив массы газа в этих объемах соответственно через dM_2 и dM_1, а средние скорости движения через U_2 и U_1, можно написать

$$d\sum mU_x = U_2\,dM_2 - U_1\,dM_1.$$

Но

$$dM_1 = \frac{G_1}{g}dt \text{ и } dM_2 = \frac{G_2}{g}dt,$$

где G_1 и G_2 — секундный расход газа соответственно в сечениях *1-1* и *2-2*.

Ввиду того, что при установившемся движении

$$G_1 = G_2 = G_{\text{сек}} = \text{const},$$

массы газа dM_1 и dM_2 одинаковы и равны

$$dM_1 = dM_2 = \frac{G_{\text{сек}}}{g}dt.$$

Тогда

$$d\sum mU_x=(U_2-U_1)\frac{G_{\text{сек}}}{g}dt.$$

Подставив это выражение в исходное уравнение, получим

$$R=\frac{G_{\text{сек}}}{g}(U_2-U_1). \qquad (2.16)$$

Это уравнение и является *уравнением количества движения* в газодинамической форме. Впервые оно было получено Эйлером. Величина $\frac{G_{\text{сек}}}{g}U_x$ носит название секундного количества движения.

Согласно уравнению (2.16) *сумма проекций всех сил, приложенных к струе газа на любом ее участке, на некоторую ось равна приращению секундного количества движения на этом участке на ту же ось.*

Особенность уравнения (2.16) состоит в том, что с его помощью действующие силы рассчитывают только по состоянию потока на контрольной поверхности без исследования сущности процессов, происходящих внутри нее. Поэтому во многих случаях данное уравнение позволяет достаточно точно рассчитывать влияние газодинамического процесса, не вникая в его детали. Эффективность использования этого уравнения существенно зависит от того, насколько удачно выбрана в потоке контрольная поверхность.

В заключение заметим, что для цилиндрической струи газа уравнение количества движения можно получить непосредственно из уравнения Бернулли.

2.8. СКОРОСТЬ ЗВУКА

Прежде чем переходить к установлению зависимостей между различными параметрами газового потока, рассмотрим еще один вопрос, имеющий важное значение для предстоящего анализа течений газа. Это — вопрос о скорости звука в газе.

В газе, как и в любой другой сплошной среде, всякое местное изменение параметров его состояния (давления, плотности, температуры), вызванное каким-либо воздействием, передается от одной части газа к другой и тем самым распространяется в нем с некоторой скоростью. Скорость распространения изменений параметров (возмущения) зависит как от свойств газа, так и от величины возмущения.

При малых возмущениях, когда изменения параметров состояния весьма малы по сравнению с их значениями в невозмущенном газе, скорость распространения возмущений оказывается равной скорости распространения звуковых волн. Поэтому скорость распространения малых возмущений называют скоростью звука.

В физике общее выражение для скорости звука

$$a=\sqrt{\frac{\partial p}{\partial \rho}}.$$

Для получения зависимости между скоростью звука и параметрами состояния в конечной (не дифференциальной) форме необходимо указать закон сжатия газа в волне, т. е. связь между давлением и плотностью газа во время прохождения через него звуковой волны.

Ввиду того, что в звуковой волне сжатие газа происходит весьма быстро и теплообмен между той частью газа, через которую волна проходит, и соседними его слоями ничтожно мал, процесс изменения состояния газа в волне можно считать адиабатным. Если пренебречь и потерями энергии на трение, то процесс этот можно считать изоэнтропийным.

Как известно, уравнение изоэнтропы (идеальной адиабаты) имеет вид

$$p w^k=\text{const}$$

или

$$\frac{p}{\rho^k}=C=\text{const},$$

откуда

$$\frac{\partial p}{\partial \rho}=\frac{\partial}{\partial \rho}(C\rho^k)=kC\rho^{k-1}=k\frac{C\rho^k}{\rho}=k\frac{p}{\rho}.$$

Учитывая, что

$$\frac{1}{\rho}=\frac{g}{\gamma}=gw \text{ и } pw=RT,$$

$$\frac{\partial p}{\partial \rho}=gkpw=gkRT,$$

получаем

$$a=\sqrt{gkpw}=\sqrt{gkRT}. \qquad (2.16)$$

Зависимость (2.16′) хорошо согласуется с данными опытов для реальных газов при небольших плотностях.

При конечных значениях изменений параметров состояния газа (большие возмущения) скорость распространения возмущений больше скорости звука, т. е. $c>a$. В этом случае возмущение носит название скачка уплотнения или ударной волны.

Перейдем к решению основной задачи газовой динамики для одномерного установившегося потока газа.

2.9. СКОРОСТЬ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА

Для установления закона изменения скорости движения газа вдоль оси потока требуется совместное решение всех семи уравнений системы (см. стр. 76). Задача значительно упрощается, если

представить скорость течения как функцию какого-либо из параметров (или функции) состояния газа, а процесс изменения состояния газа при течении его по каналу считать адиабатным. В практических условиях обычно так и поступают.

При адиабатном течении газа $dq=0$ и $q=0$, и зависимость для скорости течения можно получить либо из уравнения энергии, либо из уравнения Бернулли. Изберем первый путь.

Уравнение энергии при адиабатном течении газа имеет вид

$$di+Ad\left(\frac{U_x^2}{2g}\right)=0. \qquad (2.14')$$

Интегрируя его в пределах от начального до некоторого произвольно выбранного сечения потока, в которых значения энтальпии соответственно равны i_0 и i, а скорость течения U_0 и U_x, получим

$$U_x^2=U_0^2+\frac{2g}{A}(i_0-i). \qquad (2.17)$$

Формула (2.17) представляет собой зависимость скорости течения газа от его энтальпии. Из нее следует, что при адиабатном течении изменение скорости движения газа происходит вследствие изменения его энтальпии.

Если учесть, что

$$di=\frac{k}{k-1}AR\,dT$$

и, следовательно,

$$i_0-i=\frac{k}{k-1}AR(T_0-T),$$

где T_0 и T — температура газа соответственно в начальном и произвольном сечениях потока,

то уравнение (2.17) приобретает вид

$$U_x^2=U_0^2+\frac{2gk}{k-1}R(T_0-T). \qquad (2.18)$$

Здесь скорость потока представлена как функция температуры газа.

Из выражения (2.18) видно, что при увеличении скорости движения газа вдоль оси потока температура газа убывает, а при уменьшении (торможение потока) возрастает. Поэтому температуру неподвижного газа называют часто *температурой торможения* (так же, как и другие параметры состояния неподвижного газа — *параметрами торможения*).

Чтобы представить скорость потока как функцию какого-либо из двух параметров состояния газа, второе слагаемое правой части выражения (2.18) можно преобразовать с помощью уравнения состояния и формул соотношения параметров для адиабатного про-

цесса. К такому же результату придем, если воспользуемся формулами (1.41) и (1.42) для работы адиабатного расширения газа, которые в данном случае можно объединить и записать так:

$$l=\frac{1}{k-1}R(T_0-T)=\frac{1}{k-1}p_0w_0\left[1-\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right].$$

С учетом этого равенства уравнение (2.18) простой подстановкой приводится к виду

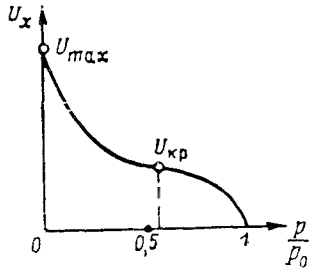
$$U_x^2=U_0^2+\frac{2gk}{k-1}p_0w_0\left[1-\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]. \qquad (2.19)$$

Такая формула скорости потока наиболее распространена.

Если рассматривать истечение газа из сосуда очень большого объема, то в самом сосуде или в некоторой его части газ можно считать неподвижным. При этом очень удобно начальное сечение избрать в неподвижном газе, так как значения параметров состояния в этом сечении определяются довольно просто опытным путем, а начальное значение скорости потока равно нулю ($U_0=0$). При таком выборе начального сечения формулы для скорости движения газа соответствующим образом упрощаются, а выражение (2.19) приобретает вид

$$U_x^2=\frac{2gk}{k-1}p_0w_0\left[1-\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]. \qquad (2.19')$$

Из этой формулы видно, что с уменьшением давления газа вдоль оси потока скорость его возрастает и, наоборот, с увеличением давления — убывает. При уменьшении давления от p_0 до нуля скорость потока возрастает от нуля до максимального значения



Фиг. 2.9. Изменение скорости газа при истечении.

$$U_{\max}=\sqrt{\frac{2gk}{k-1}p_0w_0}$$

или

$$U_{\max}=\sqrt{\frac{2gk}{k-1}RT_0}. \qquad (2.20)$$

График скорости потока в функции относительного давления представлен на фиг. 2.9.

Как видно из выражения (2.20), максимальная скорость истечения газа зависит от его природы (R и k) и температуры торможения T_0.

Для данного газа U_{max} является функцией только его температуры торможения. Например, для газа, имеющего показатель адиабаты $k=1{,}2$, газовую постоянную $R=30$ *кгм/кг·град* и температуру $T_0=2500°$ К (пороховой газ), максимальная скорость истечения

$$U_{max}=\sqrt{\frac{2\cdot 9{,}8\cdot 1{,}2}{0{,}2}\cdot 30\cdot 2500}\approx 2970 \text{ м/сек}.$$

Максимальная скорость истечения была бы получена, если бы газ расширялся беспредельно до $p=0$ (с уменьшением температуры до абсолютного нуля). Реально такие случаи не имеют места да и не представляют интереса с практической точки зрения. Поэтому максимальная скорость истечения представляет лишь теоретический интерес.

Если учесть, что скорость звука в начальном сечении

$$a_0=\sqrt{gkRT_0},$$

то максимальную скорость истечения можно выразить и так:

$$U_{max}=a_0\sqrt{\frac{2}{k-1}}. \qquad (2.21)$$

Для порохового газа и продуктов горения топлива в реактивном двигателе $k\approx 1{,}2$ и максимальная скорость истечения примерно втрое больше скорости звука в неподвижном газе.

2.10. КРИТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПОТОКА

Если при перемещении газа вдоль оси потока скорость движения его возрастает, то согласно выражению (2.18) уменьшается температура газа в потоке. Поскольку скорость звука для данного идеального газа является функцией только его температуры, то по мере продвижения газа в ускоряющемся потоке значения скорости звука в нем тоже убывают. Для того чтобы отметить переменность скорости звука в газовом потоке, значение ее в каждом конкретном сечении потока называют *местной скоростью звука*.

Ввиду того, что скорость движения газа и скорость звука в нем изменяются в противоположных направлениях, в потоке *может быть* сечение, в котором эти скорости одинаковы по величине. По одну сторону от такого сечения скорость потока меньше скорости звука, а по другую сторону — наоборот. Следовательно, в этом сечении поток претерпевает кризис, переходя из дозвуковой зоны в зону сверхзвуковую.

Сечение потока, в котором скорость движения газа равна местной скорости звука, называется критическим сечением.

Все параметры потока в критическом сечении также называют критическими, например: критическая скорость, критическое давление, критическая температура и т. п.

Выразим критические параметры потока через параметры состояния неподвижного газа.

Из определения критического сечения и формулы (2.16′) следует

$$U_{кр}=a_{кр}=\sqrt{gkRT_{кр}}. \tag{2.21′}$$

С другой стороны, по формуле (2.18) при $U_0=0$ для критического сечения имеем

$$U_{кр}=\sqrt{\frac{2gk}{k-1}R(T_0-T_{кр})}.$$

Приравнивая правые части этих выражений, после простых преобразований получим

$$T_{кр}=\frac{2}{k+1}T_0, \tag{2.22}$$

или

$$\frac{T_{кр}}{T_0}=\frac{2}{k+1}. \tag{2.23}$$

Если воспользоваться формулой соотношения между температурой и давлением в адиабатном процессе (1.38), которая в данном случае запишется в виде

$$\frac{T_{кр}}{T_0}=\left(\frac{p_{кр}}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}},$$

то из выражения (2.23) получим зависимость для критического давления

$$\frac{p_{кр}}{p_0}=\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}. \tag{2.24}$$

Из сопоставления формул (2.23) и (2.24) следует, что температура газа в потоке изменяется значительно медленнее, чем давление. Так, например, при $k=1{,}2$ показатель степени в выражении для относительного давления равен шести, в то время как в выражении для относительной температуры он равен единице.

Соотношение между критической скоростью потока и скоростью звука в неподвижном газе получим, если подставим выражение (2.22) в (2.21′):

$$U_{кр}=\sqrt{\frac{2}{k+1}gkRT_0}=a_0\sqrt{\frac{2}{k+1}}. \tag{2.25}$$

В частном случае при $k=1{,}2$ значения критических параметров адиабатного потока оказываются следующими:

$$p_{кр}=0{,}565p_0;\ \rho_{кр}=0{,}621\rho_0;$$
$$T_{кр}=0{,}909T_0;\ U_{кр}=0{,}953a_0.$$

В заключение сравним критическую скорость (2.25) с максимальной скоростью истечения (2.21):

$$\frac{U_{кр}}{U_{max}}=\frac{a_0\sqrt{\frac{2}{k+1}}}{a_0\sqrt{\frac{2}{k-1}}}=\sqrt{\frac{k-1}{k+1}}.$$

При $k=1{,}2$ это отношение равно 0,3, т. е.

$$U_{кр}=0{,}3U_{max}.$$

2.11. СВЯЗЬ МЕЖДУ ДАВЛЕНИЕМ И ПЛОЩАДЬЮ СЕЧЕНИЯ ГАЗОВОЙ СТРУИ. СЕКУНДНЫЙ РАСХОД ГАЗА

Чтобы найти закон изменения скорости вдоль оси потока, необходимо указать зависимость какого-либо из параметров состояния газа от координаты или от площади поперечного сечения потока. В качестве такой зависимости обычно берут соотношение между давлением в струе газа и площадью ее поперечного сечения. Это соотношение достаточно просто получается из уравнения расхода, что и показано ниже.

Как известно, при установившемся течении газа уравнение расхода имеет вид

$$G_{сек}=\frac{FU_x}{w}=\text{const}.$$

Если подставить в это уравнение выражение для скорости и удельного объема как функции давления, то получим общее выражение для секундного расхода газа.

При адиабатном течении газа зависимость скорости от давления определяется уравнением (2.19), а удельного объема формулой

$$\frac{1}{w}=\frac{1}{w_0}\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{k}}.$$

Тогда

$$G_{сек}=F\frac{1}{w_0}\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{k}}\sqrt{\frac{2gk}{k-1}p_0w_0\left[1-\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}=\text{const},$$

или

$$G_{сек}=F\sqrt{\frac{2gk}{k-1}\frac{p_0}{w_0}}\sqrt{\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{2}{k}}-\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k+1}{k}}}=\text{const}. \qquad (2.26)$$

Формула (2.26) устанавливает зависимость между площадью поперечного сечения струи газа и давлением в этом сечении. Эта формула дает возможность произвести как качественную, так и количественную оценку зависимости p от F. Однако для количественной оценки выполнения расчетов требуется знать константу, т. е. численное значение секундного расхода. Вместе с тем, формула (2.26) является *общим выражением для секундного расхода,* пригодным для вычисления его (по известным для какого-либо из сечений значениям F и p) *во всех* разновидностях установившегося одномерного адиабатного течения газа.

При известных значениях секундного расхода и начальных параметров состояния газа с помощью формул (2.19) и (2.26) можно вычислить и построить кривые давления и скорости течения в функции площади поперечного сечения F, а при заданной конфигурации струи — и в функции координаты по оси потока. При этих расчетах удобнее задаваться значениями давлений и по ним вычислять все остальные переменные величины.

В тех случаях, когда в потоке имеется критическое сечение, выражение для секундного расхода получается более простым. Действительно, для этого сечения

$$G_{\text{сек}}=\frac{F_{\text{кр}}U_{\text{кр}}}{w_{\text{кр}}}.$$

Так как

$$U_{\text{кр}}=\sqrt{\frac{2gk}{k+1}p_0w_0}$$

и

$$\frac{1}{w_{\text{кр}}}=\frac{1}{w_0}\left(\frac{p_{\text{кр}}}{p_0}\right)^{\frac{1}{k}},$$

а с учетом выражения (2.24)

$$\frac{1}{w_{\text{кр}}}=\frac{1}{w_0}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}},$$

то

$$G_{\text{сек}}=F_{\text{кр}}\frac{1}{w_0}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}}\sqrt{\frac{2gk}{k+1}p_0w_0},$$

или

$$G_{\text{сек}}=F_{\text{кр}}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}}\sqrt{\frac{2gk}{k+1}\frac{p_0}{w_0}}. \qquad (2.27)$$

Если ввести обозначение

$$K_0=\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}}\sqrt{\frac{2gk}{k+1}},$$

что часто применяется в баллистике, то формула (2.27) примет простой вид:

$$G_{\text{сек}}=F_{\text{кр}}K_0\sqrt{\frac{p_0}{w_0}}. \qquad (2.28)$$

Величина K_0 в зависимости от значения показателя адиабаты изменяется в узких пределах: при $k=1{,}20$ $K_0=6{,}424$ $дм^{1/2}/сек$; при $k=1{,}25$ $K_0=6{,}518$ $дм^{1/2}/сек$.

Формулы (2.27) и (2.28) справедливы и могут применяться при расчетах только тогда, когда в потоке есть критическое сечение. Поэтому указанные формулы являются частными выражениями для секундного расхода, хотя на практике в основном пользуются ими.

Если геометрические характеристики газового потока (форма и размеры канала) известны, а также заранее известно, что в потоке скорость газа переходит через скорость звука, то для расчета давления в струе в функции площади ее поперечного сечения применяется формула, получаемая из уравнений (2.26) и (2.27). Приравняв выражения для секундного расхода, определяемого этими формулами, после преобразований получим

$$\frac{F}{F_{\text{кр}}}=\frac{\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}}\sqrt{\frac{k-1}{k+1}}}{\sqrt{\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{2}{k}}-\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k+1}{k}}}}. \qquad (2.29)$$

Для упрощения расчетов по этой формуле надо задаться значениями давления и определить площадь сечения, в котором имеется это давление.

Поскольку в формулу (2.29) входят только относительные величины, по ней заранее можно произвести расчеты для разных значений k и свести их в таблицы, с помощью которых весьма просто построить кривую распределения давлений в потоке. В тех случаях, когда канал имеет круглые поперечные сечения, часто указывают зависимость не между $\frac{F}{F_{\text{кр}}}$ и $\frac{p}{p_0}$, а между $\frac{d}{d_{\text{кр}}}$ и $\frac{p}{p_0}$,

где d и $d_{кр}$ — диаметры рассматриваемого и критического сечений канала. Эту зависимость тоже можно представить в виде таблицы. Часть такой таблицы для примера будет приведена ниже (см. табл. 2.1).

Итак, при заданных форме и размерах канала и начальных значениях параметров состояния газа (в сосуде большого объема) с помощью формулы (2.29) или соответствующих таблиц можно построить кривую распределения давлений в потоке, а затем по формулам соотношения параметров для адиабаты и скорости истечения рассчитать и построить кривые распределения других параметров состояния и скорости течения вдоль оси установившегося потока.

2.12. СВЕРХЗВУКОВОЕ СОПЛО

Рассмотрим вопрос о связи между изменениями площади поперечного сечения потока и скорости движения газа и установим, каким образом можно добиться непрерывного повышения скорости течения газа до величин, превышающих скорость звука в нем. При этом будем исходить опять из уравнения расхода для установившегося движения газа, которое запишем в виде

$$F\rho U_x = \text{const}.$$

Логарифмируя и дифференцируя это выражение, получим

$$\frac{dF}{F} + \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dU_x}{U_x} = 0. \tag{2.30}$$

Исключим из уравнения (2.30) плотность газа ρ с помощью общего выражения для скорости звука

$$a^2 = \frac{dp}{d\rho}$$

и уравнения Бернулли

$$U_x\, dU_x = -\frac{dp}{\rho}.$$

Почленное деление второго уравнения на первое дает

$$\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{U_x\, dU_x}{a^2}. \tag{2.31}$$

Подставив выражение (2.31) в формулу (2.30), получим

$$\frac{dF}{F} - \frac{U_x\, dU_x}{a^2} + \frac{dU_x}{U_x} = 0,$$

или окончательно

$$\frac{dF}{F} + \frac{dU_x}{U_x}\left(1 - \frac{U_x^2}{a^2}\right) = 0. \tag{2.32}$$

Формула (2.32) и устанавливает связь между относительными изменениями скорости потока и площади его поперечного сечения. В формулу (2.32) входит также весьма важная газодинамическая характеристика потока — отношение скорости потока к местной скорости звука a, называемая числом M (число Маха):

$$M=\frac{U_x}{a}.$$

Теоретически число M может принимать любые значения в пределах от нуля до бесконечности. Действительно, при $U_x=0$ (газ неподвижен)

$$a=a_0=\sqrt{gkRT_0}\neq 0 \text{ и } M=0.$$

При максимальной скорости течения

$$U_x=U_{\max}=\sqrt{\frac{2gk}{k-1}RT_0}$$

a может равняться нулю при $T=0$, и в этом случае $M=\infty$.

Реальное значение числа M для обычно рассматриваемых случаев газовых течений не выходит за пределы нескольких единиц (2÷5).

Из определения критического сечения потока следует, что для него

$$M=\frac{U_{кр}}{a_{кр}}=1.$$

Если на всем протяжении канала, по которому движется газ, скорость потока меньше скорости звука, т. е. $M<1$, то режим течения называется *докритическим*. Если же в канале имеются сечения, в которых $M>1$, то режим течения называется *надкритическим* При этом поток делится на *две зоны: дозвуковую,* где $M<1$, и *сверхзвуковую,* где $M>1$.

Вернемся к уравнению (2.32), которое представим в виде

$$\frac{dF}{F}+\frac{dU_x}{U_x}(1-M^2)=0. \qquad (2.33)$$

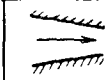
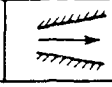
Из этого выражения следует, что численное значение M существенно влияет не только на количественную, но и на качественную зависимость между изменениями U_x и F. Остановимся на этом подробнее.

Интегрирование уравнения (2.33) не является простым, так как в потоке с переменной скоростью число M тоже меняется. Не задаваясь целью получить связь между F и U_x в конечном виде, что вполне возможно, проведем лишь качественный анализ этой связи по уравнению (2.33).

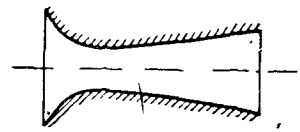
Если $M<1$, то $(1-M^2)>0$. В этом случае, очевидно, знаки dF и dU_x должны быть разными, т. е. $dU_x<0$ при $dF>0$ и, наоборот, $dU_x>0$ при $dF<0$. Следовательно, в дозвуковом потоке в расширяющемся канале скорость газа уменьшается, а в сужающемся увеличивается.

Если $M>1$, то $(1-M^2)<0$, и картина получается обратной, т. е. в сверхзвуковом потоке в расширяющемся канале скорость газа увеличивается, а в сужающемся уменьшается.

К таким же выводам можно прийти, если произвести исследование уравнения (2.29).

Режим	*дозвуковой* $M<1$	*сверхзвуковой* $M>1$
Скорость потока возрастает		
Скорость потока убывает		

Фиг. 2.10. Схема скорости течения газа в соплах.



Фиг. 2.11. Схема сопла Лаваля.

Зависимость скорости течения газа от формы канала и от режима течения наглядно представлена на схеме фиг. 2.10.

Из проведенного анализа и схемы ясно, что для получения непрерывного увеличения скорости течения газа необходимо площадь поперечного сечения канала сначала уменьшать, а затем увеличивать.

В минимальном сечении потока ($dF=0$) скорость течения равна местной скорости звука ($M=1$), т. е. минимальное сечение потока является его критическим сечением. Это положение некоторые авторы принимают в качестве определения критического сечения, что не всегда верно. При $dF=0$ и $M=1$ уравнение (2.33) выполняется. В этом случае, очевидно, $dU_x>0$, т. е. скорость течения газа в критическом сечении продолжает увеличиваться.

Канал переменного сечения, обеспечивающий непрерывное возрастание скорости течения газа до значений, превышающих скорость звука, называется соплом Лаваля (фиг. 2.11). Такое сопло предложил шведский инженер Лаваль.

Уравнение (2.33) выполняется также при $dF=0$; $dU_x=0$ и $M\neq 1$, т. е. когда сверхзвуковой поток ($M>1$) переходит из расширяющейся части канала в сужающуюся. При этом скорость течения газа в наибольшем сечении канала будет, очевидно, тоже наибольшей. Аналогичная картина получается при докритическом режиме течения газа по соплу Лаваля, когда в наименьшем его сечении $dU_x=0$, а $M<1$. Более подробно эти случаи рассмотрены на стр. 92—95.

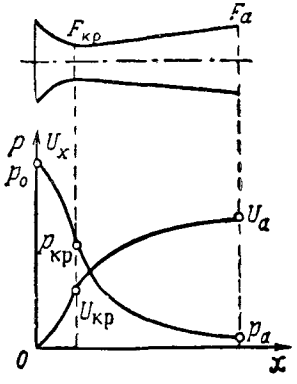
Распределение значений термодинамических параметров газа и скорости его течения вдоль сопла Лаваля находят изложенным выше методом решения основной задачи газодинамики. Следует иметь в виду, что при составлении табличных зависимостей p/p_0 от $F/F_{кр}$ или от $d/d_{кр}$, о которых говорилось выше, необходимо указать, к какой области потока (дозвуковой или сверхзвуковой) относится таблица, так как в обеих областях имеются одинаковые значения аргумента (F или d). Для примера приведена табл. 2. 1.

Таблица 2. 1

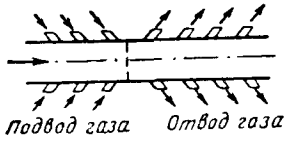
Таблица зависимости $\frac{p}{p_0}$ от $\frac{d}{d_{кр}}$; $k=1{,}20$

$\frac{d}{d_{кр}}$	$\frac{p}{p_0}$	
	дозвуковая область	сверхзвуковая область
5,0	1,000	0,0038
4,0	0,999	0,0067
3,0	0,998	0,0142
2,5	0,995	0,0232
2,0	0,987	0,0428
1,5	0,957	0,0992
1,1	0,816	0,2850
1,0	0,565	0,5650

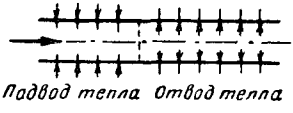
Характер распределения значений давления газа и скорости его течения вдоль сопла Лаваля показан на фиг. 2. 12.



Фиг. 2. 12. Изменение p и U вдоль сопла Лаваля.



Фиг. 2. 13. Расходное сопло.



Фиг. 2. 14. Тепловое сопло.

Переход через скорость звука осуществляют не только с помощью сопла Лаваля, но и другими путями, например, в цилиндрической трубе при F=const. В этом случае в соответствии с уравнением сохранения массы (2.6) определенным образом подводят и отводят газ или в соответствии с уравнением энергии (2.14) подводят и отводят тепло в различных сечениях трубы. Сопло, показанное на фиг. 2.13, называют расходным, а на фиг. 2.14 — тепловым. При такой классификации сопло Лаваля можно назвать геометрическим.

Ввиду того, что подвод и отвод тепла оказывают существенное влияние на скорость течения газа, критическое сечение потока в сопле Лаваля может не совпадать с его наименьшим сечением.

2.13. ОСОБЕННОСТИ СВЕРХЗВУКОВОГО СОПЛА И РЕЖИМЫ ЕГО РАБОТЫ

Сопло Лаваля широко применяется на практике для получения сверхзвуковых скоростей течения газов в реактивных двигателях, в безоткатных орудиях, в газовых и паровых турбинах.

В зависимости от соотношения между давлением газа в сосуде, из которого истекает газ, т. е. начальным давлением p_0, и давлением $p_н$ в наружной среде, куда происходит истечение, характер течения газа в сопле может быть различным. Иначе говоря, характер течения газа в сопле определенной формы и размеров зависит от величины перепада давления.

Рассмотрим влияние величины наружного давления на характер течения газа в сопле Лаваля при фиксированном значении давления газа в сосуде p_0.

Предположим сначала, что наружное давление $p_н$ меньше давления в выходном сечении сопла, которое обозначим через p_a: $p_н<p_a$. Характерной особенностью работы сопла в этом случае является то, что распределение параметров потока вдоль сопла не зависит от внешних условий. Сопло не реагирует на возмущения, происходящие в наружной среде. Это объясняется тем, что возмущения внешней среды (атмосферы) не могут проникнуть в сопло навстречу сверхзвуковому потоку, давление в котором больше, чем во внешней среде. Газ, выходящий из сопла при давлении, большем давления окружающей среды, расширяется в ней и перемешивается с нею. При этом скорость потока при расширении газа за пределами сопла вследствие образования вихрей почти не увеличивается.

Режим работы сопла, при котором $p_a>p_н$, называют *режимом недорасширения*. Такой режим является типичным для сопел пороховых реактивных снарядов полевой артиллерии.

Если наружное давление увеличить и сделать равным давлению на выходе из сопла, т. е. $p_a=p_н$, то характер течения газа по соплу останется таким же, как и в рассмотренном уже случае ($p_a>p_н$).

Режим работы сопла, при котором $p_a = p_н$, называется *расчетным* режимом. Этот режим интересен тем, что при нем, как будет показано ниже, величина силы, действующей на сосуд с соплом (сила тяги), оказывается наибольшей.

При дальнейшем увеличении наружного давления до некоторой величины давление на выходе из сопла сохраняет свое значение, т. е. оказывается, что $p_a < p_н$. В этом случае сопло работает *на режиме перерасширения*. При этом струя газа, выходящая из сопла, попадает в среду с бо́льшим давлением и резко затормаживается, в результате чего за соплом образуется *скачок уплотнения*. В скачке уплотнения скорость потока резко уменьшается, кинетическая энергия движения газа переходит в потенциальную и давление резко возрастает.

Образование скачка уплотнения схематично можно представить следующим образом. От каждой частицы наружной среды, с которой приходит в соприкосновение поток, в сторону меньших давлений, т. е. внутрь струи, распространяется возмущение.

В результате сложения (наложения) возмущений от большого количества частиц. суммарное возмущение оказывается сильным, а скорость распространения его превышает скорость звука (см. стр. 80). Таким образом возникает ударная волна, движущаяся навстречу сверхзвуковому потоку тоже со сверхзвуковой скоростью. По мере продвижения ударной волны в сторону сопла разность значения параметров состояния газа в волне и в потоке уменьшается и вместе с ней уменьшается скорость движения волны. Когда скорость движения ударной волны сравняется со скоростью потока, волна останавливается на некотором расстоянии от сопла, и можно наблюдать неподвижный скачок уплотнения.

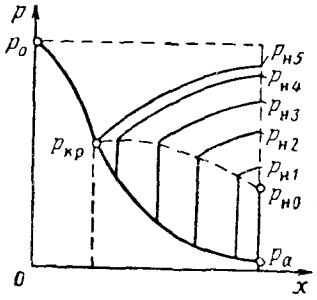
Положение скачка уплотнения по отношению к соплу существенно зависит от разности давлений p_a и $p_н$. Если наружное давление повышать и далее, то скачок уплотнения будет приближаться к соплу, и наступит такой момент, когда скачок уплотнения совместится с выходным сечением сопла.

Дальнейшее повышение наружного давления приводит к следующему: скачок уплотнения входит в расширяющуюся часть сопла; на выходе из сопла устанавливается давление, равное наружному.

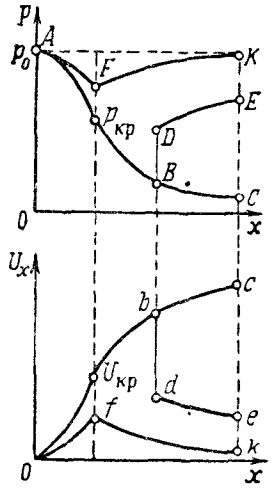
На фронте скачка уплотнения давление газа мгновенно повышается на конечную величину, однако его значение оказывается меньше $p_н$. Скорость потока на фронте скачка тоже резко изменяется, уменьшаясь от сверхзвуковой до звуковой. В дозвуковом потоке между плоскостью скачка уплотнения и выходным сечением сопла, (в соответствии со сделанными выше выводами) скорость движения газа убывает, а давление растет, принимая в выходном сечении значение, равное $p_н$. Такая картина наблюдается до тех пор, пока скачок уплотнения не совместится с критическим сечением сопла, выродившись при этом в звуковую волну. Режим течения газа становится критическим. В наиболее узком сечении сопла

скорость потока и давление газа принимают критические значения. В расширяющейся части сопла скорость потока убывает, а давление возрастает до величины $p_н$ аналогично тому, как это было при наличии скачка уплотнения. Схема постепенного перемещения скачка уплотнения внутрь сопла по мере повышения наружного давления показана на фиг. 2. 15.

Течение газа с перерасширением, а также с образованием скачка уплотнения в расширяющейся части сопла наблюдается только в соплах с малым углом раствора расширяющейся части сопла (10—12°). Если



Фиг 2 15. Скачок уплотнения внутри сопла.



Фиг. 2. 16. Влияние режима течения в сопле Лаваля

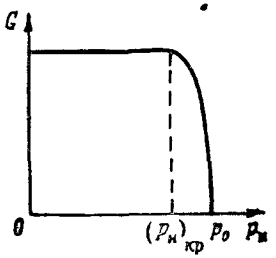
угол раствора этой части сопла большой, то при $p_a < p_н < p_{кр}$ происходит отрыв струи от стенок сопла без образования скачка уплотнения. Струя газа отрывается от стенок расширяющейся части сопла в том сечении, где давление газа в струе равно наружному давлению, и идет далее уже в виде цилиндрической струи, не касаясь стенок сопла. В этом случае течение газа происходит так, что то сечение, в котором струя отрывается от стенок, является как бы выходным сечением сопла. Очевидно, что при этом отрезок расширяющейся части сопла между плоскостью отрыва струи и плоскостью среза сопла не оказывает влияния на характер истечения газа и может быть отброшен.

Если наружное давление увеличивать и далее, то в сопле устанавливается докритический режим истечения. В сужающейся части сопла скорость течения возрастает до максимальной величины в наименьшем сечении сопла, а в расширяющейся части убывает. Однако на всем протяжении потока скорость течения меньше скорости звука. Давление в сужающейся части сопла уменьшается и в наименьшем его сечении не достигает критического значения, а затем в расширяющейся части сопла возрастает до величины $p_н$ на выходе из сопла. При $p_н = p_0$ истечение прекращается.

На фиг. 2. 16 изображены кривые скорости истечения и давления газа в струе при различных режимах работы сопла Лаваля. Кривые

ABC и *obc* соответствуют расчетному режиму работы сопла. Кривыми *ABDE* и *obde* изображен нерасчетный режим с образованием скачка уплотнения *BD* и *bd*. Кривые *AFK* и *ofk* отвечают докритическому режиму течения газа по соплу.

Работа сопла Лаваля на режиме перерасширения для некоторых реактивных двигателей является целесообразной. Однако при расчете сопла и двигателя стремятся к тому, чтобы скачок уплотнения не входил в сопло и не уменьшал тем самым его эффективности вследствие резкого уменьшения скорости потока газа.



Фиг. 2.17. Расход газов через сопло.

Важно отметить, что *при надкритическом режиме* истечения газа секундный расход не зависит от изменения наружного давления, а зависит в соответствии с формулой (2.28) лишь от параметров состояния газа в сосуде и площади критического сечения сопла.

При докритическом режиме истечения *наружное давление оказывает существенное влияние на величину секундного расхода.* В этом случае секундный расход следует рассчитывать по общей формуле (2.26), из которой видно, что в фиксированном сечении сопла секундный расход зависит от давления в нем. А так как при докритическом режиме истечения газа в любом сечении сопла давление газа зависит от величины наружного давления, то при изменении последнего должен изменяться и секундный расход.

График зависимости секундного расхода от величины наружного давления дан на фиг. 2.17, где $(p_н)_{кр}$ — наружное давление при критическом режиме течения.

Докритический режим течения газа в сверхзвуковом сопле наблюдается при запуске и остановке двигателя, что большого интереса не представляет.

При надкритическом течении газа в данном сопле величину секундного расхода в реактивных двигателях изменяют, увеличивая или уменьшая подачу топлива в камеру сгорания двигателя, что и приводит к изменению параметров состояния газа в ней.

Скорость течения газа на выходе из сопла при надкритическом режиме его работы без образования скачка уплотнения в сопле в соответствии с выражением (2.19′)

$$U_a = \sqrt{\frac{2gk}{k-1} RT_0 \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}$$

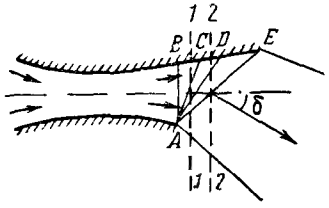
зависит только от температуры T_0 газа в сосуде, так как относительное давление p_a/p_0, как показано выше [формула (2.29)], пол-

ностью определяется геометрическими характеристиками сопла, точнее, отношением $F_a/F_{кр}$ или $d_a/d_{кр}$.

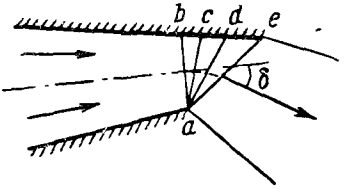
При изменении p_0 соответственно изменяется и p_a, в результате чего при неизменной T_0 скорость потока на выходе из сопла остается постоянной. Изменить ее можно, только изменив температуру T_0. Это также является одной из характерных и важных особенностей работы сверхзвукового сопла.

2.14. СОПЛО С КОСЫМ СРЕЗОМ

В соплах, плоскость среза которых перпендикулярна оси сопла, направление вытекающей струи совпадает с направлением оси сопла. Кроме этих нормальных сопел, на практике часто встречаются сопла, плоскость выходного сечения которых наклонена к оси сопла под некоторым углом. Поэтому их называют соплами с косым срезом. К таким соплам относятся, например, сопла турбореактив-



Фиг. 2.18. Сопло с косым срезом.



Фиг. 2.19. Сужающееся сопло с косым срезом.

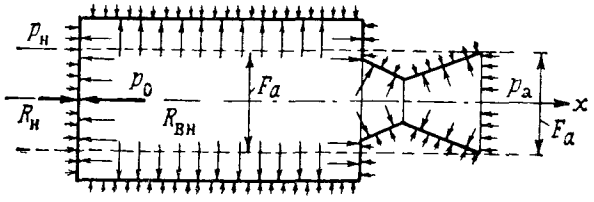
ных снарядов, наклонные боковые каналы дульных тормозов и др. В сопле с косым срезом выходящая из него струя газа отклоняется от оси сопла на некоторый угол. Отклонение струи происходит в ту же сторону, в какую наклонена плоскость косого среза (фиг. 2.18). При давлении на срезе сопла, равном наружному, угол отклонения струи δ оказывается наибольшим. Отклонение струи объясняется тем, что в сечениях потока, нормальных к оси сопла и проходящих на участке косого среза (сечения *1-1* и *2-2*), давление газа распределено неравномерно. Наибольшее значение в каждом из таких сечений оно имеет у стенки сопла и убывает по мере приближения к выходу из сопла. Поверхности равных давлений (изобары) в области косого среза располагаются наклонно к оси сопла с тем бо́льшим углом наклона, чем ближе поверхность к выходному сечению (сечения *AB, AC; AD* на фиг. 2.18). Направление же течения совпадает с направлением изменения давления, и поэтому струя отклоняется в ту сторону, в какую поворачиваются изобарические поверхности. Стенка сопла на участке косого среза как бы отжимает, отталкивает струю газа

При $p_н > p_a$ в области косого среза может образоваться косой (наклонный) скачок уплотнения, который по мере повышения наружного давления перемещается внутрь сопла, изменяя вместе с тем угол наклона.

Другая особенность сопел с косым срезом заключается в том, что даже в сужающихся (фиг. 2.19) соплах при $p_н < p_{кр}$ наблюдается надкритический режим течения, чего нельзя получить, как известно, в таких соплах с прямым срезом. Из всех сечений, нормальных к направлению потока, наименьшим (критическим) является сечение, нормальное к оси сопла и проходящее через ближайший к сосуду край косого среза (сечение ab на фиг. 2.19). Между этим сечением и плоскостью косого среза и образуется сверхзвуковой поток, направление которого по мере приближения к выходному сечению все более отклоняется от оси сопла.

2.15. СИЛА ТЯГИ

Установив характер распределения параметров состояния газа и скорости его движения вдоль потока, рассмотрим силы, действующие на сосуд, из которого происходит истечение газа, и проявляющиеся только при наличии истечения. К таким силам относятся



Фиг. 2.20 Схема образования силы тяги.

равнодействующие сил давления, распределенных по наружной и внутренней поверхности сосуда вместе с насадком, через который газ истекает из сосуда.

Пусть имеется сосуд с соплом (фиг. 2.20), из которого истекает газ. Давление неподвижного газа (в сосуде) обозначим p_0; давление в выходном сечении сопла — p_a. Закон распределения давлений по внутренней поверхности сосуда и сопла будем считать известным, так как в случае установившегося движения газа (что и рассматривается здесь) этот закон может быть установлен в результате решения основной задачи газовой динамики изложенным выше методом. Давление наружной среды считаем равномерно распределенным по всей наружной поверхности и равным $p_н$, причем не учитываем дополнительных внешних сил давления, которые возникают при движении сосуда в воздухе и которые при необходимости можно учесть особо с помощью методов, рассматриваемых аэродинамикой.

Находим равнодействующие сил давления на наружную и (отдельно) на внутреннюю поверхность сосуда с соплом.

Для вычисления равнодействующей наружных сил давления проведем мысленно цилиндрическую поверхность, соосную сосуду и имеющую площадь поперечного сечения, равную площади выходного сечения сопла F_a (штриховые линии на фиг. 2.20). Вне этого цилиндра равнодействующая сил наружного давления на боковую и торцовые поверхности сосуда, очевидно, равна нулю. Также равна нулю равнодействующая сил наружного давления в сопловой части внутри этого цилиндра. Остаются неуравновешенными лишь силы наружного давления, действующие на дно сосуда внутри указанного цилиндра на площади, равной F_a. Равнодействующая этих сил $R_н$ равна, очевидно, произведению $F_a p_н$ и направлена по оси x в положительную ее сторону.

Следовательно,

$$R_н = F_a p_н. \qquad (2.34)$$

Найдем равнодействующую сил давления на внутреннюю поверхность сосуда с соплом $R_{вн}$. Ее можно искать либо как интеграл по внутренней поверхности сосуда и насадка от сил внутреннего давления, либо, проще, с помощью полученного выше уравнения количества движения

$$R = \frac{G_{сек}}{g}(U_2 - U_1),$$

где R — сумма проекций на ось x всех внешних сил, приложенных к выделенному элементу газа, или проекция равнодействующей этих сил на ось x;

U_1 и U_2 — скорости потока в сечениях струи газа, ограничивающих рассматриваемый элемент (точнее — проекции этих скоростей на ось x);

$G_{сек}$ — секундный расход газа.

Применим это уравнение ко всему газу, находящемуся в сосуде с соплом. Первое сечение совместим с внутренней поверхностью дна сосуда, а второе — с выходным сечением сопла. Очевидно, при таком выборе сечений $U_1 = 0$ и $U_2 = U_a$ (где U_a — скорость течения газа на выходе из сопла). Внешними силами, приложенными к рассматриваемому количеству газа, являются, во-первых, силы реакции стенок сосуда и сопла на газ, равнодействующая которых на основании закона о равенстве действия и противодействия равна по величине $R_{вн}$ и обратна ей по направлению, и, во-вторых, силы давления газа в выходном сечении сопла, равнодействующая которых равна $F_a p_a$ и имеет направление, обратное оси x.

Если направление равнодействующей сил давления на внутреннюю поверхность сосуда и сопла $R_{вн}$ считать таким, как указано на фиг. 2.20, то равнодействующая реакций стенок сосуда и сопла на газ совпадает по направлению с осью x.

На основании сказанного уравнение количества движения представится в виде

$$R_{вн} - F_a p_a = \frac{G}{g} U_a,$$

откуда

$$R_{вн} = \frac{G}{g} U_a + F_a p_a. \qquad (2.35)$$

Общая равнодействующая сил давления на всю (и внутреннюю и наружную) поверхность сосуда с соплом равна геометрической сумме векторов $R_{вн}$ и $R_н$:

$$\overline{R} = \overline{R}_{вн} + \overline{R}_н$$

или с учетом их направления

$$R = R_{вн} - R_н.$$

После подстановки значений из выражений (2.35) и (2.34) получим

$$R = \frac{G}{g} U_a + F_a (p_a - p_н). \qquad (2.36)$$

Равнодействующая сил давления на всю поверхность сосуда с соплом R, определяемая формулой (2.36), носит название *силы тяги* или просто *тяги*. Она имеет направление, обратное направлению истечения газа. Эту величину часто называют *реактивной силой*, что, вообще говоря, неверно. Без доказательства отметим, что реактивная сила представлена лишь первым слагаемым формулы (2.36), т. е. сила тяги равна реактивной силе только при работе сопла на расчетном режиме, когда $p_a = p_н$.

Заметим также, что формула (2.36) справедлива лишь при установившемся движении газа, так как уравнение количества движения, которым мы воспользовались, получено при этом допущении. Если движение неустановившееся, то следует учесть изменение количества движения газа в сосуде, и формула для силы тяги приобретает вид

$$R = \frac{dj}{dt} + \frac{G}{g} U_a + F_a (p_a - p_н), \qquad (2.37)$$

где j — количество движения газа в сосуде в данный момент времени.

Формула (2.36) применяется в реактивной технике, так как при работе реактивного двигателя процесс истечения газа в большинстве случаев можно считать установившимся.

В ствольной артиллерии при вычислении силы, действующей на ствол после вылета снаряда, пользуются формулой (2.37), так как процесс истечения газов из ствола относится к неустановившимся. В этом случае силу R называют не силой тяги, *а силой отдачи*.

Для анализа влияния различных факторов на величину силы тяги преобразуем формулу (2.36), подставив в нее выражения для секундного расхода газа и скорости потока на выходе из сопла.

Учитывая, что

$$G = F_{кр} K_0 \sqrt{\frac{p_0}{w_0}}$$

и

$$U_a = \sqrt{\frac{2gk}{k-1} p_0 w_0 \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]},$$

из выражения (2.36) получим

$$R = F_{кр} p_0 K_0 \sqrt{\frac{1}{g}\frac{2k}{k-1}} \times \times \sqrt{1 - \left(\frac{p_a}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}} + F_a (p_a - p_н)$$

или, вынося за скобки $F_{кр} p_0$,

$$R = F_{кр} p_0 \left[K_0 \sqrt{\frac{1}{g}\frac{2k}{k-1}} \times \times \sqrt{1 - \left(\frac{p_a}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}} + \frac{F_a}{F_{кр}}\left(\frac{p_a}{p_0} - \frac{p_н}{p_0}\right)\right]. \qquad (2.38)$$

Ввиду того, что отношение p_a/p_0 в соответствии с формулой (2.29) является функцией $F_a/F_{кр}$, то выражение, стоящее в квадратных скобках последней формулы, зависит также только от $F_a/F_{кр}$ (или $d_a/d_{кр}$) и $p_н/p_0$.

Если обозначить

$$F\left(\frac{F_a}{F_{кр}}, \frac{p_н}{p_0}\right) = K_0 \sqrt{\frac{1}{g}\frac{2k}{k-1}} \times \times \sqrt{1 - \left(\frac{p_a}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}} + \frac{F_a}{F_{кр}}\left(\frac{p_a}{p_0} - \frac{p_н}{p_0}\right),$$

то зависимость для силы тяги примет вид

$$R = F_{кр} p_0 \Phi\left(\frac{F_a}{F_{кр}}, \frac{p_н}{p_0}\right). \qquad (2.39)$$

Отсюда видно, что *сила тяги является функцией давления газа в сосуде, геометрических характеристик сопла ($F_{кр}$ и F_a) и давления внешней среды.*

Иногда функцию $\Phi\ (F_a/F_{кр},\ p_н/p_0)$, обозначают через ζ и выражают ее в функции от $d_a/d_{кр}$.

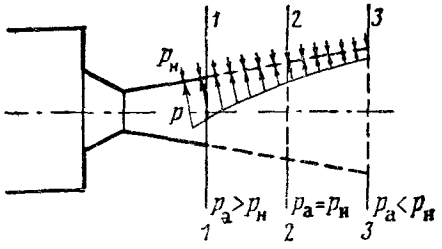
Таблица 2.2

$d_a/d_{кр}$	1	2	3	4	5	6
ζ	1,24	1,62	1,72	1,80	1,86	1,89

Из формул (2.39) и (2.38) следует, что сила тяги возрастает при увеличении давления газа в сосуде и площади критического сечения сопла и при уменьшении наружного давления. Для установления влияния площади выходного сечения сопла на силу тяги возьмем производную от R [формула (2.38)] по F_a:

$$\frac{\partial R}{\partial F_a} = p_a - p_н. \qquad (2.40)$$

Если $p_a > p_н$ (режим недорасширения), то $\frac{\partial R}{\partial F_a} > 0$, т. е. сила тяги возрастает при увеличении площади выходного сечения сопла.



Фиг. 2.21. Различные режимы сопла.

Если $p_a < p_н$ (режим перерасширения), то $\frac{\partial R}{\partial F_a} < 0$, и сила тяги при увеличении площади выходного сечения сопла убывает.

При $p_a = p_н$ (расчетный режим) $\frac{\partial R}{\partial F_a} = 0$, и сила тяги становится максимальной.

Итак, сила тяги получается максимальной, если сопло работает на расчетном режиме.

К такому же выводу можно прийти с помощью следующего простого рассуждения.

Пусть выходное сечение сопла (фиг. 2.21) совпадает с плоскостью *1-1*, где $p_a > p_н$ (сопло работает на режиме недорасширения), и сила тяги равна некоторой величине R_1.

Будем удлинять сопло (например, с помощью навинтных приставок) до тех пор, пока выходное сечение сопла не совпадет с плоскостью *2-2*, где $p_a = p_н$ (расчетный режим работы сопла). Как видно из диаграммы распределения давлений в сопловой части, равнодействующая сил давления на внутреннюю и наружную поверхности приставок справа от плоскости *1-1*, направленная в ту же сторону, что и сила тяги, будет возрастать. Вместе с ней и в такой же мере будет возрастать и сила тяги, достигая значения R_2 при расчетном режиме работы сопла.

При дальнейшем удлинении сопла сила тяги начнет убывать, так как равнодействующая сил давления на внутреннюю и наружную поверхности приставок справа от *2-2* направлена в сторону, обратную силе тяги. При этом $p_a < p_н$, и сопло работает на режиме перерасширения. Если для некоторой плоскости *3-3*, с которой совпадает выходное сечение сопла на режиме перерасширения, силу тяги обозначить R_3, то на основании проведенных рассуждений $R_1 < R_2 > R_3$.

Поскольку плоскости *1-1* и *3-3* могут быть выбраны на произвольном удалении от плоскости *2-2*, то $R_2 = R_{max}$, что и требовалось доказать.

В тех случаях, когда давление на выходе из сопла в несколько раз превышает наружное, при вычислении силы тяги последним пренебрегают и выражение для R записывают в виде

$$R = \frac{G_{сек} U_a}{g} + F_a p_a. \qquad (2.41)$$

Типичным примером применения этой формулы является расчет силы тяги порохового реактивного двигателя.

Вместо формулы (2.41) часто пользуются выражением для силы тяги

$$R = \frac{G_{сек} U_e}{g}, \qquad (2.42)$$

Приравнивая выражения (2.41) и (2.42), получим так называемую эффективную скорость истечения (по Ланжевену):

$$U_e = U_a + \frac{F_a p_a g}{G_{сек}}.$$

Из сопоставления выражений (2.36) и (2.42) видно, что эффективная скорость истечения включает скорость потока на выходе из сопла и учитывает влияние на силу тяги выходного и наружного давлений. При $p_a = p_н$, очевидно, $U_e = U_a$. При работе сопла на режиме недорасширения U_e больше U_a на несколько процентов (обычно не более 10%).

Пример. Пусть пороховой реактивный двигатель имеет следующие характеристики: давление и температура газа в каморе постоянны и равны соответственно $p_0 = 100$ *кг/см*^{2}; $T_0 = 2500°$ К; показатель адиабаты $k = 1{,}2$; газовая постоянная $R = 300$ *кг·дм/кг·град*; диаметр критического сечения сопла $d_{кр} = 2$ *см*; диаметр выходного сечения сопла $d_a = 5$ *см*.

Определить: 1) секундный расход газа; 2) параметры состояния газа и скорость потока в критическом сечении сопла; 3) параметры состояния газа и скорость потока в выходном сечении сопла; 4) величину силы тяги двигателя, если наружное давление $p_н = 1$ *кг/см*^{2}.

Решение.

1. Вычисление секундного расхода газа:

$$G = F_{кр} K_0 \sqrt{\frac{p_0}{w_0}};$$

$$F_{кр} = \frac{\pi}{4} d_{кр}^2 = \frac{\pi}{4} \cdot 0{,}2^2 = 3{,}14 \cdot 10^{-2}\ дм^2;$$

$$K_0 = 6{,}424 \text{ (см. стр. 87)}$$

$$p_0 = 10^4\ кг/дм^2;$$

$$w_0 = \frac{RT_0}{p_0} = \frac{300 \cdot 2500}{10^4} = 75\ дм^3/кг;$$

$$G = 3{,}14 \cdot 10^{-2} \cdot 6{,}424 \sqrt{\frac{10^4}{75}} = 2{,}33\ кг/сек.$$

2. Расчет критических параметров потока. При $k = 1{,}2$ (см. стр. 84).

$$p_{кр} = 0{,}565\ p_0 = 0{,}565 \cdot 10^4 = 5650\ кг/дм^2;$$

$$T_{кр} = 0{,}909\ T_0 = 0{,}909 \cdot 2500 = 2270^\circ\text{ K};$$

$$w_{кр} = \frac{RT_{кр}}{p_{кр}} = \frac{300 \cdot 2270}{5650} = 120\ дм^3/кг;$$

$$U_{кр} = a_{кр} = \sqrt{gkRT_{кр}} = \sqrt{98{,}1 \cdot 1{,}2 \cdot 300 \cdot 2270} = 8950\ дм/сек.$$

3. Определение параметров потока в выходном сечении сопла:

$$\frac{p_a}{p_0} = f\left(\frac{d_a}{d_{кр}}\right) = f\left(\frac{5}{2}\right) = 0{,}0232 \text{ (по табл. 2.1)};$$

$$p_a = 0{,}0232 p_0 = 0{,}0232 \cdot 10^4 = 232\ кг/дм^2;$$

$$T_a = \left(\frac{p_a}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}} T_0 = 0{,}0232^{\frac{1}{6}} \cdot 2500 = 0{,}533 \cdot 2500 = 1330^\circ\text{ K};$$

$$w_a = \frac{RT_a}{p_a} = \frac{300 \cdot 1330}{232} = 1720\ дм^3/кг;$$

$$U_a = \sqrt{\frac{2gk}{k-1} RT_0 \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]};$$

$$U_a = \sqrt{\frac{2 \cdot 98{,}1 \cdot 1{,}2}{0{,}2} \cdot 300 \cdot 2500\,(1 - 0{,}533)} = 20\,300\ дм/сек.$$

4. Вычисление силы тяги двигателя:

$$R=\frac{G_{\text{сек}}U_a}{g}+F_a(p_a-p_{\text{н}});$$

$$F_a=\frac{\pi}{4}d_a^2=\frac{\pi}{4}0{,}5^2=0{,}196\ дм^2;$$

$$R=\frac{2{,}33\cdot 20\,300}{98\cdot 1}+0{,}196\,(232-100)=482+26=508\ кг.$$

2.16. УДЕЛЬНАЯ ТЯГА

Удельной тягой называют отношение силы тяги к секундному расходу:

$$R_{\text{уд}}=\frac{R}{G_{\text{сек}}}\ кг\,сек/кг.$$

Если подставить сюда выражение для силы тяги из формулы (2.36) или (2.38), то получим соответственно

$$R_{\text{уд}}=\frac{U_a}{g}+\frac{F_a}{G_{\text{сек}}}(p_a-p_{\text{н}})=\frac{U_a}{g}\left[1+\frac{F_a}{U_a}\frac{g}{G_{\text{сек}}}(p_a-p_{\text{н}})\right]=$$

$$=\frac{U_a}{g}(1+\varepsilon)=\frac{U_e}{g}$$

или

$$R_{\text{уд}}=\frac{U_e}{g}. \tag{2.43}$$

Поскольку $G_{\text{сек}}$, U_a и p_a зависят только от параметров состояния газа в сосуде и геометрических характеристик сопла, удельная тяга тоже зависит лишь от этих характеристик и от величины наружного давления.

Основной величиной, определяющей удельную тягу, является скорость истечения газа U_a, которая при определенном сопле зависит только от температуры газа в сосуде. Последняя в свою очередь определяется теплотворной способностью топлива, применяемого в реактивных двигателях. В итоге главной характеристикой, определяющей величину удельной тяги двигателя, является калорийность топлива.

Для современных реактивных двигателей различного типа удельная тяга составляет 200—250 *кг·сек/кг*. Ввиду того, что удельная тяга имеет размерность импульса, отнесенного к единице веса, ее можно рассматривать так же, как импульс (количество движения), сообщаемый двигателю каждым килограммом вытекающего из сопла газа (топлива). Этот импульс называют единичным импульсом и обозначают I_1:

$$I_1=\frac{U_e}{g}.$$

Из формулы (2.43) получается очень простое соотношение между удельной тягой и эффективной скоростью истечения. Действительно, если считать $g \approx 10$ *м/сек*^{2}, то

$$I_1 = R_{уд} \approx 0{,}1 U_e.$$

С помощью этого соотношения всегда можно приближенно указать значение каждой из двух входящих в него величин, если другая известна.

Удельная тяга является одной из важных характеристик эффективности реактивных двигателей и имеет широкое применение при оценке их работы.

Пример. По данным примера предыдущего параграфа вычислим величины удельной тяги и эффективной скорости истечения:

$$R_{уд} = \frac{R}{G_{сек}} = \frac{508}{2{,}33} = 218 \text{ кг·сек/кг};$$

$$U_e = gR_{уд} = 98{,}1 \cdot 218 = 21\,400 \text{ дм/сек}.$$

Сравним эффективную скорость истечения газа со скоростью потока на выходе из сопла U_a:

$$\frac{U_e}{U_a} = \frac{21\,400}{20\,300} = 1{,}054,$$

т. е. в данном примере эффективная скорость истечения на 5,4% превышает скорость течения в выходном сечении сопла.

Глава III

ЗАКОНЫ ГОРЕНИЯ ПОРОХОВ И ОБРАЗОВАНИЯ ГАЗОВ В ПОСТОЯННОМ ОБЪЕМЕ

Горение пороха при выстреле из огнестрельного оружия — чрезвычайно сложный физико-химический процесс очень быстрого превращения химической энергии пороха сначала в тепловую, а затем в кинетическую энергию системы снаряд—заряд—ствол. Носителем энергии является порох и образующиеся при его сгорании газы очень высокой температуры, содержащие весьма большой запас внутренней энергии.

Закономерности процесса горения пороха и образования газов играют решающую роль в явлении выстрела. Выяснение и определение этих закономерностей составляет одну из важнейших задач внутренней баллистики как науки.

При выстреле одновременно с горением пороха приходит в движение снаряд, увеличивается объем заснарядного пространства; газы, расширяясь, совершают различного рода работы и охлаждаются. При движении газов несколько меняется скорость горения

пороха; происходит сложный термодинамический процесс, в котором действует ряд противоположно влияющих факторов.

Чтобы исключить влияние некоторых из этих факторов, законы горения пороха и образования газов изучают на опыте в простейших условиях — в постоянном объеме, где пороховые газы не совершают внешней механической работы, а вся внутренняя энергия их идет на повышение давления и нагревание стенок сосуда, в котором происходит горение.

Аппараты, в которых изучается горение пороха в постоянном объеме, называются манометрическими бомбами*. При сгорании в них пороха развивается давление в несколько тысяч атмосфер, причем специальными приборами записывается характер нарастания давления в функции от времени $p=f(t)$ и его наибольшее значение p_{max}.

Зная объем бомбы, вес заряда пороха и наибольшее давление p_{max}, можно получить уравнение состояния пороховых газов в конце горения пороха и в промежуточный момент. По характеру нарастания давления в функции времени можно установить влияние природы пороха, его формы и размеров на закономерности горения пороха и образования газов.

Результаты, полученные из опытов в манометрической бомбе, позволяют разработать теоретические основы горения порохов и образования газов, установить общие закономерности при горении пороха в постоянном объеме, а затем применить их к процессу выстрела в других условиях — в переменном объеме — и проверить стрельбой из орудий. Точно так же, зная общие законы горения порохов в постоянном объеме или при постоянном давлении, можно применить их к процессу горения в ракетных камерах с учетом особенностей горения в таких камерах и истечения газов через сопло.

3.1. ПОРОХА И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ. КЛАССИФИКАЦИЯ И УСТРОЙСТВО ЗАРЯДОВ

В современной артиллерийской технике в качестве источников энергии движения снарядов, пуль, мин, реактивных снарядов применяются пороха; некоторые виды порохов используются в артиллерийских боеприпасах в качестве воспламенителей, средств для передачи огня, замедлителей, дистанционных составов, вышибных зарядов и т. п. Пороха представляют группу метательных взрывчатых веществ. Основным видом взрывчатого превращения порохов в орудии является горение, не переходящее в детонацию. Пороха сравнительно легко воспламеняются и горят в орудии или ракетном

* Описание манометрической бомбы приведено в учебниках М. Е. Серебрякова «Внутренняя баллистика», Оборонгиз, 1949 и П. Н. Шкворникова и Н. М. Платонова «Экспериментальная баллистика», Оборонгиз, 1953.

двигателе закономерно практически параллельными слоями, что позволяет в широких пределах регулировать образование пороховых газов при их горении и тем самым управлять явлением выстрела.

При практическом использовании к порохам предъявляются [illegible]дующие основные требования:

1) достаточная работоспособность (мощность), обеспечивающая надлежащее метательное действие при приемлемых весах зарядов;

2) определенные пределы чувствительности к механическим и тепловым импульсам, что обеспечивает безотказность их действия в условиях использования и безопасность в обращении;

3) физическая и химическая стойкость (стабильность), т. е. способность при длительном хранении в различных условиях хранения не изменять своих физико-химических, а следовательно, и баллистических свойств;

4) достаточная механическая прочность пороховых элементов;

5) способность устойчиво и закономерно гореть;

6) однообразие физико-химических и баллистических свойств в большой массе пороховых элементов;

7) беспламенность и бездымность при стрельбе;

8) возможно меньшее коррозионное и эрозионное действие продуктов горения пороха на канал ствола, камеру и сопло реактивного двигателя;

9) широкая сырьевая база, простота и экономичность производства порохов и зарядов из них.

Стремление специалистов к максимальному удовлетворению предъявляемых требований привело к появлению достаточно большого многообразия порохов для различных видов оружия.

По назначению (видам оружия) обычно пороха разделяют на четыре группы:

1. Орудийные пороха.
2. Пороха для стрелкового оружия.
3. Минометные пороха.
4. Ракетные пороха.

Виды и составы порохов

По физико-химической природе пороха можно разделить на нитроцеллюлозные и смесевые.

Нитроцеллюлозные пороха. Нитроцеллюлозные пороха, названные вначале бездымными, в дальнейшем стали именоваться коллоидными. В свете современных представлений о строении полимеров и их растворов такое название неверно. Нитроцеллюлозные пороха представляют собой гомогенные системы, являющиеся пла-

стифицированными и уплотненными нитратами целлюлозы. Нитраты целлюлозы получаются при взаимодействии целлюлозы (клетчатки) с азотной кислотой. Вследствие сложного строения и высокомолекулярного характера целлюлозы образующиеся высокомолекулярные вещества не представляют собой химически индивидуального соединения. Обычно нитраты целлюлозы характеризуют средним содержанием азота. Нитраты целлюлозы с содержанием азота менее 12% называют коллоксилином, а с более высоким содержанием — пироксилином. Нитраты целлюлозы не обладают свойством пластичности и из них нельзя сформовать простым прессованием пороховые элементы требуемых качеств. Поэтому получение порохов из нитратов целлюлозы основано на образовании пластичных или термопластичных масс при воздействии на нитраты целлюлозы тех или иных растворителей (пластификаторов). В зависимости от летучести растворителей и особенностей производства могут быть следующие разновидности нитроцеллюлозных порохов: на летучем растворителе, на труднолетучем и нелетучем растворителе, на смешанном растворителе и эмульсионного приготовления. Кроме того, могут использоваться нитроцеллюлозные пороха без растворителей, получаемые нитрованием уплотненной предварительно пластифицированной целлюлозы (вискозы)*.

Пороха на летучем растворителе обычно называют пироксилиновыми** порохами. Они получаются из пироксилина при воздействии на него летучим растворителем — спиртоэфирным раствором. В образовавшейся пластичной массе, идущей на формование, содержится около 40—50% растворителя. В дальнейшем из сформованных элементов удаляют основную массу растворителя. При этом уменьшаются размеры пороховых элементов (усадка), что учитывают при расчете прессов и матриц. Состав пироксилиновых порохов приведен в табл. 3. 1.

Влага и растворитель составляют так называемое общее содержание летучих веществ. Влага относится к летучим веществам, удаляемым 6-часовой сушкой при +95° С.

По форме пороховых элементов пироксилиновые пороха могут быть пластинчатые, ленточные, трубчатые и зерненые (без канала, с одним каналом, с семью каналами, со многими каналами).

Пороха на труднолетучем и нелетучем растворителе получили название *баллиститов****. При изготовлении баллиститов основным исходным компонентом являются низкоазотные нитраты целлюлозы—коллоксилин, который пластифицируется либо нитратами многоатомных спиртов (нитроглицерин, нитродигликоль и др.), либо нитроароматическими соединениями (ди- и тринитротолуол и др.).

---

* М. А Будников и др., Взрывчатые вещества и пороха, Оборонгиз, 1955, стр 266—269.

** В зарубежной литературе их называют одноосновными

*** В зарубежной литературе их обычно называют двухосновными.

Таблица 3.1

Состав пироксилиновых порохов

Компоненты	Состав пороха в %				
	для орудий			для винтовок	для пистолетов (пористый)
	обыкновенный	малогигроскопичный*	беспламенный малогигроскопичный*		
Пироксилин	93,0—96,0	83,0	81,0	91,0—95,0	96,7
Растворитель (спирто-эфирный раствор)	1,0—4,0	2,0	2,0	1,0	0,5
Стабилизатор химической стойкости (дифениламин)	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
Флегматизатор	—	—	—	2,0—6,0	—
Графит	—	—	—	0,2—0,3	0,3
Специальные добавки	—	13,0	15,0	—	—
Влага	1,5—2,0	1,0	1,0	1,3—1,5	1,5

* Типа американского пороха.

Применение нашли главным образом труднолетучие растворители — нитраты многоатомных спиртов. Названия порохов соответствуют техническим названиям нитратов, например нитроглицериновый, нитродигликолевый и т. п. Помимо коллоксилина и труднолетучего растворителя, баллиститные пороха содержат стабилизатор химической стойкости (обычно производные мочевины — централиты и акардиты) и ряд специальных добавок.

Баллиститные пороха широко используются как минометные, орудийные и ракетные.

В орудийные пороха могут прежде всего вводиться добавки, понижающие температуру горения и способствующие повышению живучести стволов. В качестве таких добавок используются фталаты, нитропроизводные, производные мочевины и др. В порохах бывшей немецкой артиллерии с этой целью широко использовался нитрогуанидин. Такие пороха с относительной низкой температурой горения иногда называют «холодными».

В ракетные пороха могут вводиться специальные добавки, стабилизирующие процесс горения пороха в каморе реактивного двигателя. Составы типичных баллиститных порохов приведены в табл. 3.2.

Таблица 3.2

Составы баллиститных порохов

Компоненты	Состав пороха в %					
	для минометов	для ракет			для орудий	
		JPN (США)	MRN (США)	немецкий	Ngl	Gu
Коллоксилин	57,7	51,5	56,5	64,5	63,0	42,0
Нитроглицерин	40,0	43,0	28,0	—	27,0	—
Нитродигликоль	—	—	—	29,0	—	18,5
Стабилизатор химической стойкости (централит и др.)	2,0	1,0	4,5	3,5	3,7	1,6
Нитрогуанидин	—	—	—	—	—	30,0
Нитроароматические соединения	—	—	11,0	—	4,4	—
Диэтилфталат и другие вещества	—	3,25	—	—	—	7,7
Газовая сажа и др.	—	0,2	—	0,35	—	0,2
Сернокислый калий	—	1,25	—	—	—	—
Вазелин, воск	0,3	0,08	0,08	1,0	1,0	—
Влага (сверх 100%)	0,6	0,6	0,6	0,5	0,6	—

Баллиститы могут изготовляться в виде пластинок, лент, колец, трубок и сложных фигур. Производство баллиститов складывается из следующих основных фаз: приготовление пороховой массы, термомеханическая обработка массы; формование и окончательная обработка пороха. Приготовление массы сводится к смешению компонентов в водной среде. При термомеханической обработке из массы удаляется вода и под действием давления и повышенной температуры происходит пластификация нитратов целлюлозы. В дальнейшем полученная термопластичная масса прессуется в пороховые элементы при повышенной температуре. Вследствие упруго-эластических свойств массы при формовании происходит небольшая обратимая деформация (3—5%), так называемая «присадка», которая учитывается при изготовлении пресс-инструмента.

Пороха на смешанном растворителе. Нитроглицериновые пороха на смешанном летучем и труднолетучем растворителе называются *кордитами*. При изготовлении кордитов применяются высокоазотные нитраты целлюлозы (пироксилин), которые плохо растворяются в нитроглицерине. В связи с этим для получения необходимой пластификации используются летучие растворители — спиртоацетоновый или спиртоэфирный раствор, которые

удаляются так же, как и при производстве пироксилиновых порохов. Кордиты применяют как пороха для стрелкового оружия, минометов и орудий *.

Составы некоторых кордитов Англии и США приведены в табл. 3. 3.

Таблица 3.3

Состав кордитных порохов

Компоненты	Состав пороха в %			
	для орудий			для минометов
	WM	LC	NS	
Пироксилин	64,0	73,3	19,0	59,0
Нитроглицерин	28,0	18,0	19,0	38,0
Нитрогуанидин	—	—	54,0	—
Стабилизатор химической стойкости (централит или дифениламин)	3,0	3,0	5,0	0,5
Вазелин	2,0	3,0	—	—
Спиртоацетиловый раствор	2,0	2,0	1,5	0,5
Влага	0,7	0,7	0,5	0,5
Добавки	—	—	1,0	1,5

Пороха эмульсионного приготовления используются лишь как пороха стрелкового оружия. Такие пороха получаются при обработке нитратов целлюлозы, как правило, эмульсией смешанных растворителей в воде. При перемешивании пороховой массы в специальных аппаратах образуются шарообразные пороховые элементы, вследствие чего такие пороха называют шаровыми. Получаемые шаровые элементы отделяют от эмульсии, сушат и флегматизируют. Готовый шаровой порох имеет следующий примерный состав: нитратов целлюлозы — 89%; нитроглицерина — 9%; дифениламина — 1,0%, влаги и добавки — 1,0%.

Пороха без растворителя могут применяться в минометах и стрелковом оружии. Они получаются нитрованием с последующей стабилизацией измельченного пергамента или вискозной нити.

Смесевые пороха **. Смесевые пороха представляют собой гетерогенные системы, получаемые механическим смешением окислителей, горючих и связующих веществ. Простейшим смесевым порохом

* В некоторых иностранных источниках из-за нечеткого разделения порохов ракетные баллиститы называют кордитами.

** В зарубежной литературе их называют сложными или композиционными.

является дымный порох, в состав которого входит 75% калиевой селитры как окислителя, 15% древесного угля как горючего и 10% серы как связующего и горючего. В настоящее время дымный порох почти не применяется для метательных целей, но повсеместно используется для изготовления воспламенителей.

В настоящее время начинают широко внедряться ракетные смесевые пороха. В таких порохах окислителями являются нитраты и перхлораты. Функции горючего и связующего выполняет одно и то же вещество. В качестве горюче-связующего вещества в ракетных смесевых порохах используют высокомолекулярные вещества: каучуки, пластмассы, смолы и т. п. *.

Типичными смесевыми ракетными порохами являются американские галситы и тиокольные пороха, составы которых приведены в табл. 3.4.

Таблица 3 4

Составы смесевых порохов

Компоненты	Состав пороха в %	
	галсит	тиокольный
Перхлорат аммония	—	60
Перхлорат калия	75	—
Битум с малым содержанием нефти	25	—
Тиокол (полисульфидный каучук)	—	20
Толуол	—	20

Свойства порохов

Нитроцеллюлозные пороха представляют собой роговидное вещество с бо́льшей или меньшей степенью прозрачности. Современные смесевые ракетные пороха имеют вид наполненных, вулканизированных каучуков или пластмасс. Цвет порохов очень разнообразен и зависит от состава и особенностей производства.

Плотность (или удельный вес) большинства нитроцеллюлозных порохов колеблется в пределах 1,54—1,64 *г/см*^{3}. Среднее значение плотности пироксилиновых порохов близко к 1,6 *г/см*^{3}, а баллиститов и кордитов к 1,58 *г/см*^{3}. Пористые пироксилиновые пороха, применяющиеся в короткоствольном стрелковом оружии (пистолетах), отличаются значительно меньшей плотностью 1,3÷1,4 *г/см*^{3}. У смесевых ракетных порохов плотность изменяется от 1,55 до 1,90 *г/см*^{3}. Плотность зависит от состава пороха и условий технологии изготовления.

* Более подробно о смесевых твердых топливах см стр. 305—307.

Форма и размеры пороховых элементов являются главными факторами, определяющими закон образования газов при горении пороха.

Именно от этих факторов зависит возможность использования пороха в том или ином оружии. При этом определяющим размером является наименьшая толщина горящего слоя.

Так как горение порохового зерна (лента, трубка) идет с двух сторон, то обычно толщину слоя обозначают $2e_1$ (e_1 — половина толщины, сгорающей в одном направлении).

Форму и размеры пороховых элементов обычно вносят в условные обозначения порохов. Орудийные пороха часто обозначают дробью, знаменатель которой указывает число каналов в пороховом элементе, а числитель — толщину свода в десятых долях миллиметра. Например: 7/1 — элемент или зерно с одним каналом и толщиной свода 0,7 *мм;* 12/7 — зерно с семью каналами и толщиной свода 1,2 *мм.*

Горение порохов сопровождается выделением значительного количества тепла и газообразных продуктов.

При горении нитроцеллюлозных порохов получаются, главным образом, газообразные продукты, и лишь в некоторых случаях образуется небольшое количество твердых веществ. Основными продуктами взрывчатого превращения нитроцеллюлозных порохов являются CO_2, CO, H_2, N_2 и пары H_2O. В отдельных случаях продукты превращения могут содержать CH_4 и окислы азота, но в нормальных условиях горения их образуется очень мало. При горении смесевых порохов также образуются CO_2, CO, H_2 и H_2O и ряд веществ, обусловленных природой окислителя и горюче-связующего компонента. За счет перхлоратов могут образовываться хлориды HCl и Cl_2, за счет тиокола — ряд серосодержащих соединений: SO_2, SO_3, H_2S.

Состав продуктов превращения зависит от природы и условий горения пороха. Чем больше кислородный баланс пороха, тем больше в продуктах горения содержится CO_2 и H_2O, т. е. продуктов полного окисления. Чем меньше кислородный баланс пороха, тем больше продуктов неполного сгорания CO и H_2.

Соотношение между основными продуктами определяется равновесием реакции водяного газа:

$$CO+H_2O \rightleftarrows CO_2+H_2.$$

По составу продукты горения пироксилинового пороха близки к продуктам взрывчатого превращения пироксилина. Это обусловлено тем, что пироксилиновые пороха, помимо пироксилина, содержат очень небольшой процент других компонентов (стабилизатор, растворитель).

Пороха на труднолетучем и смешанном растворителях могут иметь самый разнообразный состав и, следовательно, различный

кислородный баланс, а ввиду этого и разный состав продуктов горения.

Качественный и количественный состав продуктов горения может несколько меняться в зависимости от давления и условий охлаждения продуктов.

При горении пороха в замкнутом объеме давление определяется плотностью заряжания. С увеличением плотности заряжания, т. е. при возрастании давления, несколько увеличивается содержание CO_2, CH_4 и уменьшается содержание CO и H_2. Это объясняется, с одной стороны, течением вторичных реакций, а с другой, — иным направлением реакций взрывчатого превращения. Медленное охлаждение продуктов горения при высоком давлении приводит к образованию значительных количеств CH_4.

В некоторых случаях продукты горения порохов содержат значительное количество различных окислов азота, например при сжигании пороха в калориметрической бомбе при малых плотностях заряжания.

Опытом установлено, что предельным давлением, ниже которого в продуктах горения содержится значительное количество окислов азота, является давление 40—50 *кг/см*^{2}. Однако появление значительного количества окислов азота не всегда связано с низким давлением. Так, например, при горении длинных ракетных зарядов происходит так называемое *аномальное горение,* при котором из сопла выбрасываются газы с большим содержанием окислов азота, хотя давление в пороховой каморе достигает 150 *кг/см*^{2}.

Появление окислов азота в продуктах горения порохов можно объяснить тем, что процесс горения протекает в несколько стадий. Окислы азота являются промежуточными продуктами и в последней стадии процесса взаимодействуют с продуктами неполного горения по реакциям

$$2CO+2NO \rightleftarrows 2CO_2+N_2+q_1;$$

$$2H_2+2NO \rightleftarrows 2H_2O+N_2+q_2.$$

При низком давлении эти реакции сильно тормозятся. В длинных ракетных зарядах горение порохов происходит при достаточно больших давлениях, но в этом случае пороховые газы вытекают из каморы с большой скоростью, а при определенной скорости истечения газов стадия взаимодействия окислов азота с продуктами разложения, способными окисляться, не успевает завершиться. Аномальное горение недопустимо на практике, так как оно связано с неполным выделением энергии пороха. При аномальном горении выделяется только около 50% всей возможной энергии пороха и, следовательно, резко понижается эффективность его действия.

Энергетические характеристики порохов

Объем газообразных продуктов горения 1 *кг* пороха w_1 зависит от природы, состава пороха и условий горения. Для нитроцеллюлозных порохов объем продуктов горения, приведенный к нормальным условиям (0° С и давление 760 *мм* рт. ст. при парообразной воде), составляет 800—1000 *дм*^{3}/*кг*.

Для смесевых порохов в случае образования конденсирующихся продуктов при температуре горения этот объем значительно меньше.

Тепловой эффект горения или количество тепла Q, выделяемое при сгорании 1 *кг* пороха, является весьма важной характеристикой порохов как источников энергии. Обычно по условиям горения различают теплоту горения при постоянном объеме Q_w *ккал/кг* и при постоянном давлении Q_p *ккал/кг*. Связь между ними сравнительно проста:

$$Q_w = Q_p + \mu RT,$$

где μ — число граммолей газообразных продуктов на 1 *кг* пороха;
R — универсальная газовая постоянная;
T — температура горения в °К.

При горении порохов в оружии тепловой эффект соответствует парообразному состоянию воды и других конденсирующихся продуктов, если температура их испарения значительно ниже температуры горения. Теплота горения пороха может теоретически рассчитываться при известных составах пороха и условиях горения на основе определенных положений термохимии. Также сравнительно просто можно определить тепловой эффект горения порохов с помощью специальных калориметрических установок. При опытном определении продукты горения охлаждаются до комнатной температуры. При этом происходит конденсация воды и других легко конденсирующихся продуктов (в случае смесевых порохов). В этом случае тепловой эффект или количество тепла при жидкой воде $Q_{w\,ж}$ будет выше.

Теплота горения нитроцеллюлозных порохов $Q_{w\,ж}$ может изменяться в пределах 600—1250 *ккал/кг*.

По известным из опыта составу продуктов горения и тепловому эффекту рассчитывается температура горения при постоянном объеме T_1 °К или при постоянном давлении T_0 °К. Для порохов ствольного оружия температуру горения рассчитывают по Q_w и теплоемкости продуктов горения c_w; для ракетных порохов, которые горят при почти постоянном давлении, по Q_p и c_p.

Температура горения нитроцеллюлозных порохов T_1 изменяется в пределах 2400—3800° К; T_0 — от 1900 до 3000° К.

По значениям объема продуктов горения и температуре горения вычисляют весьма важную характеристику работоспособности порохов — силу порохов.

Силой пороха f называется работа, которую могли бы совершить газообразные продукты горения 1 *кг* пороха, расширяясь под атмосферным давлением (760 *мм* рт. ст.) при нагревании их от 0 до температуры горения T_1 °К.

Сила пороха вычисляется по выражению

$$f = RT_1 = \frac{p_a w_1}{273} T_1,$$

где $p_a = 1{,}033$ *кг/см*^{2} — атмосферное давление;

w_1 — объем газообразных продуктов горения 1 *кг* пороха в *дм*^{3}/*кг*;

T_1 — температура горения при постоянном объеме в °К.

В условиях ракетного оружия при расчетах принимают так называемую приведенную силу топлива f_0, отнесенную к температуре T_0 газов, которую они имеют при расширении под давлением, близком к постоянному. Известно, что $T_0 = T_1/k$, где $k = c_p/c_v$.

Приведенная сила

$$f_0 = \frac{p_a w_1}{273} T_0.$$

Сила нитроцеллюлозных порохов f изменяется в пределах 800 000—1 250 000 *кг · дм/кг*.

Изменяя свойства пороха так, чтобы увеличить w_1 и T_1, можно увеличить и силу пороха.

Коволюм α (*дм*^{3}/*кг*). При больших давлениях, которые развиваются при сжигании порохов в бомбах и орудиях, плотности газов становятся настолько велики, что сами газовые молекулы уже занимают довольно значительную часть объема, в котором происходит сгорание. В физике это учитывается тем, что в уравнение состояния газов вводится величина, пропорциональная объему газовых молекул, равная сумме объемов сфер действия каждой молекулы. Ван дер Ваальс принимал, что объем этих сфер действия равен учетверенному объему самих молекул.

Эта величина, характерная для данного сорта пороха, пропорциональная объему газовых молекул и оказывающая влияние на величину давления, называется *коволюмом*.

Будем считать, что коволюм есть объем, пропорциональный объему молекул газов, образовавшихся при сгорании 1 *кг* пороха (выражается в *дм*^{3}/*кг*).

Отношение коволюма α данного газа к объему его w_1 при 0° С и давлении 760 *мм рт. ст.* ($\alpha : w_1$) колеблется для разных газов в узких пределах:

азот	0,001359
метан	0,001091
кислород	0,000890
водород	0,000887
углекислота	0,000886

Обычно принимают $\alpha \approx 0{,}001\ w_1$.

Г. П. Киснемский для пироксилиновых порохов дает формулу $\alpha = 5{,}7/N^{0{,}7}$, т. е. $\alpha = 0{,}00108\ w_1$.

Кранц в своем труде* пишет: «Вероятнее всего, что поправка на объем — коволюм — не является постоянной величиной, но функцией объема. Принимаемое обычно допущение, что $\alpha = 0{,}001\ w_1$, является приближенным, и ошибка возрастает с увеличением давления. Наиболее целесообразно и верно производить определение коволюма по измерению давлений».

Тавернье** предложил формулу $\alpha = 0{,}001\ w_1\left(0{,}8 + 0{,}232\,\frac{Q_ж}{1000}\right)$.

Данные последних лет дают основание полагать, что с увеличением давления газов свыше 10 000 *кг/см²* коволюм уменьшается. В нормальных условиях при давлениях до 4000 *кг/см²* можно считать коволюм постоянной величиной.

Для характеристики работоспособности ракетных порохов используют *единичный импульс реактивной силы* I_1 или удельную тягу. Единичный импульс зависит от природы, состава пороха и в некоторой степени от условий истечения продуктов горения из каморы двигателя.

Обычно сравнивая пороха по единичному импульсу, предполагают постоянство условий истечения (давление в каморе и давление на выходе).

Для применяемых баллиститных порохов I_1 изменяется от 180 до 215 *кг · сек/кг*.

Скорость горения пороха u_1 при давлении $p = 1$ является, как f и α, производной от физико-химических свойств порохов, и изменение химического состава пороха очень сильно сказывается на величине скорости горения. Например, скорость горения нитроглицериновых порохов $u_1 = 0{,}070$—$0{,}150$ *мм/сек* при $p = 1$ *кг/см²* зависит, главным образом, от содержания нитроглицерина.

Скорость горения u_1 пироксилиновых порохов в зависимости от содержания летучих веществ равна 0,060—0,090 *мм/сек* при $p = 1$ *кг/см²*.

Сила f и коволюм α при сгорании пороха в постоянном объеме влияют на величину давления и скорость его нарастания, скорость горения u_1 — только на скорость нарастания давления.

Величина u_1 — скорость горения, отнесенная к давлению $p = 1$, имеет размерность $\frac{дм/сек}{кг/дм^2}$.

Все эти три характеристики f, α и u_1 зависят от природы пороха.

*Granz, Lehrbuch der Ballistik, Verlag von Julius Springer, Berlin, 1926.

** Internal Ballistics, London, 1951, перевод Tavernier в Mémorial de l'artillerie française, 1954, № 3 и 4 и 1955, № 1

Для нитроцеллюлозных порохов u_1 является функцией Q_w. У баллиститов эмпирическая зависимость имеет вид

$$u_1 = (0{,}1\, Q_{w\,ж} - 20)\, 10^{-7}\ \frac{дм/сек}{кг/дм^2}.$$

У пироксилиновых порохов u_1 зависит от свойств пироксилина и содержания летучих веществ.

Смесевые ракетные пороха характеризуются меньшей чувствительностью скорости горения к изменению внешнего давления и начальной температуры.

Величины f, α, u_1 являются *баллистическими характеристиками* пороха, которые определяют наибольшее давление пороховых газов p_{max} и скорость нарастания давления dp/dt при сгорании пороха в постоянном объеме.

Эти характеристики зависят от природы пороха и определенным образом связаны с его физико-химическими характеристиками, другие определяются геометрическими данными пороховых зерен, составляющих заряд.

Баллистические характеристики, зависящие от природы пороха, определяются на опыте при сжигании в манометрической бомбе.

В табл. 3.5 приведены основные характеристики некоторых порохов.

Следующая баллистическая характеристика зависит от геометрических данных пороха: это *«размеры и форма»* пороховых зерен и связанная с ними *«удельная поверхность пороха»* — отношение начальной поверхности пороха к его объему. От этих величин зависят закон образования газов и скорость нарастания давления при горении пороха.

Главное значение имеет наименьший размер — толщина ленты или свода.

Кроме баллистических характеристик пороха, на величину и характер нарастания давления влияет *плотность заряжания* Δ, которая является *характеристикой условий заряжания*. Плотность заряжания представляет собой отношение веса заряда ω к объему W_0, в котором происходит горение пороха:

$$\Delta = \frac{\omega}{W_0}\ кг/дм^3.$$

Если заполнить весь объем W_0 порохом, то плотность заряжания обратится в гравиметрическую плотность.

Гравиметрическая плотность $\Delta_{гр}$ характеризует степень компактности заряда, при данной плотности пороха δ она больше у мелкого пороха со скругленными краями и меньше у прямоугольного с выдающимися ребрами. В этом отношении, например, зерненый порох с семью каналами оказался более «укладистым», чем ленточный. Так, в гильзу от полевой пушки помещается

Таблица 3.5

Физико-химические и баллистические характеристики порохов

Пороха	w_1 $дм^3/кг$	$Q_{w\ пар}$ $ккал/кг$	$Q_{w\ ж}$ $ккал/кг$	T_1 °K	T_0 °K	f $кг \cdot дм/кг$	f_0 $кг \cdot дм/кг$	I_1 $кг \cdot сек/кг$	u_1 $\frac{дм/сек}{кг/дм^2}$
Пироксилиновые для стрелкового оружия	910—920	800—830	880—900	2800—2900	—	1 000 000	—	—	0,000008
Пироксилиновые для орудий (обыкновенные)	920—970	730—800	780—850	2700—2850	—	900 000—1 000 000		—	0,0000065—0,0000075
Пироксилиновые типа NH и FNH	1000—1010	650—700	700—725	2300—2400	—	850 000—900 000	—	—	0,0000055—0,0000060
Баллистит минометный	850	1070—1100	1150—1200	3400—3500	—	1120000—1 150 000	—	—	0,0000116—0,0000120
Баллистит орудийный холодный	1020—1040	550—600	600—650	2300—2400	—	850 000—900 000	—	—	0,0000040—0,0000045
Баллистит ракетный JPN	830	1150—1180	1230—1260	3600—3800	2900—3000	1 200 000	960 000	205—215	—
Баллистит ракетный MRN	980	790—800	870—880	2900	2300	1 060 000	850 000	190—200	—
Смесевой галсит	—	—	—	—	—	—	—	180	—
Смесевой тиокольный	—	—	—	—	—	—	—	180	—

ленточного пороха 1,100 *кг*, а пороха с семью каналами — до 1,350 *кг* *.

Гравиметрическая плотность характеризуется той наибольшей плотностью заряжания, которая получается при полном заполнении порохом данной формы и размеров всего объема каморы.

Таким образом, имеем четыре баллистические характеристики силу f, коволюм α, скорость горения u_1 при $p=1$, размеры, и форму пороха и характеристику условий заряжания — плотность заряжания Δ.

При данном составе пороха характер нарастания и величину давления можно регулировать путем изменения Δ, размеров и формы пороха. Размеры и форма порохов потому так разнообразны и многочисленны, что к каждому орудию приходится подбирать свои размеры пороха и свой вес заряда, чтобы сообщить требуемую начальную скорость снаряда при условии, чтобы давление не превышало определенной заданной величины, зависящей от прочности стенок ствола.

Более подробно баллистические характеристики будут рассмотрены ниже.

Классификация зарядов

В зависимости от характера применения заряды делят на три группы: боевые, практические и холостые.

Боевые заряды применяются при боевых стрельбах. Боевые заряды могут быть постоянными и переменными.

Практические заряды применяются для испытания материальной части артиллерии и боеприпасов, для практических занятий при обучении стрельбе.

Холостые заряды применяются во время маневров и для производства салютов.

По типу оружия и способу заряжания заряды можно разделить следующим образом:

1. Заряды к стрелковому оружию.
2. Заряды к орудиям унитарного заряжания. В этом случае артиллерийский выстрел как совокупность снаряда, заряда, гильзы и средства воспламенения представляет одно целое.
3. Заряды к орудиям раздельного гильзового заряжания. При этом артиллерийский выстрел состоит из двух частей: снаряда и заряда, собранного в гильзе со средством воспламенения.
4. Заряды к орудиям картузного (безгильзового) заряжания. Артиллерийский выстрел состоит из трех частей: снаряда, заряда и средства воспламенения.
5. Заряды к минометам.
6. Заряды к реактивным снарядам.

* Наиболее высокую гравиметрическую плотность имеет порох шаровой и прутовой формы.

Устройство зарядов и назначение отдельных элементов

Основным элементом всех зарядов является определенное количество пороха. Однако для выполнения ряда тактико-технических и эксплуатационных требований в современные заряды вводится, помимо пороха, ряд дополнительных элементов. Наличие тех или иных элементов обусловлено типом оружия.

В общем случае заряд может содержать следующие элементы:

1) навеску пороха;

2) дополнительный воспламенитель;

3) вспомогательные элементы (пламегаситель, размеднитель и др.);

4) обтюрирующее (уплотняющее) устройство.

Навеска пороха. Порох, входящий в навеску, обладает определенным количеством энергии, обеспечивающей желаемый метательный эффект (определенная скорость движения снаряда, допустимое давление пороховых газов в канале ствола).

Форма заряда зависит от формы пороховых элементов, способа и условий заряжания, а также конструкции каморы. Навеска пороха может помещаться в гильзе россыпью или в матерчатом мешочке, называемом картузом (при раздельном гильзовом и унитарном заряжании), или только в картузе при безгильзовом картузном заряжании. В последнем случае материал картузов должен при выстреле сгорать полностью, не оставляя в каморе орудия тлеющих остатков, которые могут преждевременно воспламенить очередной, вновь вкладываемый заряд. Этим требованиям, например, удовлетворяют ткани из натурального шелка.

В зависимости от задач стрельбы, типа орудия и других условий боевые заряды могут иметь неизменяемую или изменяемую при стрельбе навеску пороха.

Заряды, имеющие неизменяемую навеску пороха, называются едиными или постоянными; заряды, в которых навеска пороха изменяется, называются составными или переменными.

Переменные заряды, составленные из разных порохов, называют иногда комбинированными зарядами.

Дополнительный воспламенитель. Во многих случаях средствами воспламенения не удается получить быстрого и безотказного воспламенения заряда. Поэтому для усиления воспламеняющего импульса в зарядах применяют дополнительный воспламенитель (считая основным воспламенителем средство воспламенения).

Дополнительные воспламенители чаще всего готовят из дымного пороха, который считается наилучшим для этих целей. Иногда для дополнительных воспламенителей применяют и быстросгорающие пористые пороха *.

---

* Дополнительные воспламенители из пористых пироксилиновых порохов широко применялись в зарядах бывшей германской армии

Как показывает опыт, воспламенение заряда зависит от веса дополнительного воспламенителя и его расположения. При увеличении веса воспламенителя, помимо возрастания мощности воспламеняющего импульса, повышается начальное давление горения заряда.

При повышенном давлении возрастает скорость воспламенения. Для правильного функционирования порохового заряда требуется некоторое оптимальное давление, развиваемое газами воспламенителя, равное 100—125 *кг/см*^{2}. Большинство исследователей считает, что при давлении меньше 50 *кг/см*^{2} трудно получить удовлетворительное воспламенение заряда.

Если мощность воспламеняющего импульса недостаточна и давление его мало, то воспламенение может не произойти или же получится затяжной выстрел. При увеличении веса воспламенителя до некоторого предела несколько возрастает начальная скорость снаряда и уменьшается величина срединного отклонения начальной скорости.

Вес дополнительного воспламенителя подбирается опытным путем и колеблется в пределах 0,5—2,5% навески пороха.

При небольших весах зарядов, имеющих сравнительно малую длину, дополнительный воспламенитель располагается в основании заряда, т. е. непосредственно над средством воспламенения, в виде плоского мешочка, заполненного дымным порохом (или быстросгорающим порохом коллоидного типа).

Для надежного воспламенения, когда заряд очень длинный, дополнительный воспламенитель делят на две или несколько частей, которые располагают в различных местах по длине заряда.

Расположение дополнительного воспламенителя оказывает наибольшее влияние в зарядах большого веса, изготовленных из зерненых порохов.

Хаотическое, но в то же время компактное расположение пороховых элементов в таких зарядах затрудняет распространение газов воспламенителя по всему заряду. Поэтому в таких зарядах дополнительный воспламенитель располагают иногда по оси заряда в виде трубки с отверстиями, заполненной дымным порохом.

Такие дополнительные воспламенители носят название стержневых. Стержневые воспламенители распространены в зарядах американской артиллерии.

Вспомогательные элементы. *Пламегаситель.* Для устранения дульного пламени при выстреле, особенно в зенитной артиллерии, к пороховому заряду добавляется пламегаситель (чаще всего сернокислый или хлористый калий), который помещается в переменных зарядах между пучками пороха, а в постоянных — сверху заряда в виде плоского мешочка или в виде трубки (из миткалевой, шелковой или хлопчатобумажной ткани), помещенной по оси заряда.

Размеднитель. Чтобы уменьшить омеднение канала ствола (отложение меди поясков в нарезах), которое изменяет профиль поперечного сечения канала и влияет на правильность ведения снаряда, в зарядах применяются специальные добавки, называемые размедниτелями или противоомеднителями.

Размеднитель представляет собой ленточки или мотки оловянной или свинцовой проволочки как в чистом виде, так и в виде различных сплавов.

Размеднитель укладывают сверху заряда или привязывают к картузу в середине заряда. Вес размеднителя — около 1% навески пороха.

Наряду с пламегасителями и размеднителями в зарядах для пушек с высокими начальными скоростями снаряда применяют специальные добавки, повышающие живучесть стволов, например просальники и флегматизаторы.

Порох, особенно зерненый, не должен перемещаться в гильзе, что может привести к перетиранию зерен и повышению рассеивания начальных скоростей снаряда при стрельбе. Для устранения перемещений зерен заряда в гильзе применяются обтюрирующие устройства в виде картонного или пластмассового кружка, цилиндрика и собственно обтюратора.

3.2. ГОРЕНИЕ ПОРОХА

Основные фазы процесса горения

В процессе горения пороха различают три фазы — зажжение, воспламенение и горение.

Зажжение — процесс начала горения пороха под влиянием внешнего импульса (быстрый нагрев, удар). После того как порох загорится хотя бы в одной точке, реакция горения идет уже сама собой за счет выделяемого при этом тепла. При зажжении порох должен нагреваться быстро, так как при медленном нагревании он начинает разлагаться и терять баллистические качества. Бездымные пороха загораются при температуре около 200° С, дымные — при температуре около 300° С. После зажжения пороха одновременно идут два процесса — воспламенение и собственно горение.

Воспламенение пороха — процесс распространения реакции горения по поверхности пороховых зерен. Скорость воспламенения зависит, главным образом, от давления газов, а также от состояния поверхности пороха (гладкая, шероховатая), от его природы и формы, от состава газов и продуктов горения воспламенителя.

Горение пороха — процесс распространения реакции горения в толщу пороха, в глубь порохового зерна, перпендикулярно к поверхности пороха. Скорость горения также, в основном, зависит от давления газов, окружающих порох, от природы пороха и от его температуры, а также от скорости течения газов вдоль поверхности пороха (в ракетных каморах).

На открытом воздухе скорость воспламенения $u_в$ бездымных порохов в 2—3 раза больше, чем скорость горения u ($u_в = 2 \div 4$ *мм/сек*, $u = 1 \div 1{,}5$ *мм/сек*). На открытом воздухе бездымный порох горит медленно желтовато-белым пламенем, как целлулоид.

Дымный порох воспламеняется в сотни раз быстрее, чем бездымный: $u_в = 1 \div 3$ *м/сек*, в то время как $u \approx 10$ *мм/сек*.

При использовании воспламенителей, образующих газы высокой температуры и создающих в бомбе или в каморе орудия высокое предварительное давление $p_в = 40 \div 50$ *кг/см²*, процесс воспламенения пороха во много раз ускоряется, и в первом приближении можно принимать процесс воспламенения заряда близким к мгновенному.

При данном давлении $p_в$ воспламенитель из дымного пороха воспламеняет поверхность зарядов бездымного пороха лучше, чем воспламенитель из бездымного пороха, так как в продуктах горения дымного пороха имеются еще и накаленные твердые или жидкие частицы, ускоряющие процесс воспламенения.

Горение бездымных порохов параллельными слоями

Основное отличие пороха от бризантных взрывчатых веществ состоит в том, что горение его происходит с конечной относительно небольшой скоростью параллельными или концентрическими слоями. Именно это свойство бездымных порохов вносит определенную закономерность в процесс образования пороховых газов и позволяет регулировать приток газов при горении заряда. Это же свойство дает возможность в определенных пределах управлять явлением выстрела.

Свойство порохов гореть постепенно параллельными слоями было обнаружено и доказано французским исследователем Вьелем, разработавшим пироксилиновые пороха в 1880 гг.

Наблюдая за остатками пороховых зерен, выброшенных из орудия при выстреле, Вьель нашел, что бездымные ленточные пороха сохраняют свою первоначальную форму, обгорая лишь на некоторую толщину со всех сторон. В то же время, сжигая в манометрической бомбе при одной и той же плотности заряжания Δ пороха одной и той же природы, но разных размеров, он нашел, что времена сгорания пропорциональны их толщинам ($\tau_2 : \tau_1 = e_2 : e_1$). Эта связь между временем сгорания и толщиной пороха получила название «признака горения порохов параллельными слоями» — «признака Вьеля». Этот признак можно доказать исходя из чисто геометрических соображений *.

Свойство бездымных порохов гореть параллельными слоями, установленное путем наблюдения за горением порохов простой

* И. П. Граве, Пиростатика, изд. Артакадемии им. Дзержинского, 1938, стр. 125—132.

формы (лента, пластинка, куб), легло в основу *первой теории горения порохов* в замкнутом объеме, предложенной Вьелем и получившей название геометрического закона горения.

В основе геометрического закона горения пороха лежат три допущения.

1. Масса пороха однородна как по химической природе, так и по физическим свойствам — структуре и плотности; зерна, составляющие заряд, строго одинаковы по размерам*.

2. При наличии специального воспламенителя в замкнутом объеме поверхность всех пороховых элементов воспламеняется *мгновенно и одновременно*.

3. Горение бездымных порохов идет *параллельными слоями* с одинаковой линейной скоростью во всех направлениях в глубь зерен перпендикулярно горящим поверхностям.

Хотя геометрический закон горения не рассматривает самого механизма горения, его физико-химической сущности, что было сделано значительно позже, тем не менее этот закон был крупным шагом вперед в усовершенствовании возможностей управлять образованием газов и тем самым управлять явлением выстрела.

Этот закон вместе с законом скорости горения пороха позволил учесть влияние формы и размеров пороховых зерен на приток газов и скорость их образования как в постоянном объеме, так и в канале орудия при выстреле. До сих пор геометрический закон горения широко применяется при решении целого ряда задач внутренней баллистики.

Геометрический закон горения для расчета действия порохового заряда в орудии впервые был применен проф. Н. Ф. Дроздовым в 1903 г.** и позднее в 1910 г. в его диссертации «Решение основной задачи внутренней баллистики»; его математически строгий метод решения до сих пор лежит в основе ряда других приближенных методов.

Но геометрический закон горения является лишь первым приближением к познанию действительного закона горения порохов; он дает первую несколько идеализированную и упрощенную схему, своего рода «скелет», гораздо более сложного процесса воспламенения и горения пороха.

Действительное горение пороха. Геометрический закон горения был выведен на основе наблюдения за горением порохов с простой формой зерна. Но после того как появились сложные формы порохов с большим числом узких и длинных каналов и более точные методы записи характера нарастания давления, оказалось, что действительное горение пороха является значительно

---

* Влияние разнообразия размеров пороховых элементов, составляющих заряд, было учтено значительно позже.

** Н. Ф. Дроздов, Решение основной задачи внутренней баллистики, «Артиллерийский журнал», 1903, № 8.

более сложным процессом, который не учитывается полностью геометрическим законом горения.

Например, при горении порохов с большим числом узких и длинных каналов создаются условия для неравномерного горения внутри каналов и на наружной поверхности; флегматизованные пороха с неравномерным распределением флегматизатора по толщине пороха труднее воспламеняются и горят с переменной скоростью горения по более сложному закону; однородность структуры наружных слоев у пироксилиновых порохов нарушается при вымочке в процессе их изготовления, и поэтому скорость горения меняется по более сложному закону.

Особенно сложным является горение порохов с узкими каналами. В результате разницы в условиях горения создается значительная разница в давлениях внутри и вне каналов, под влиянием которой газы вытекают из каналов с большой скоростью. Во время течения газов вдоль поверхности этих каналов на их стенках образуются новые порции газов, которые постепенно вовлекаются в общий поток. Даже у порохов простой формы (ленты, пластинки), тесно соприкасающихся между собой, газы, выделяющиеся с поверхности, омывают соседние ленты и скругляют острые углы и ребра, и поэтому пороха горят с более быстрым убыванием поверхности, чем это следовало бы на основе геометрического закона горения. Данный случай можно сравнить с изменением поверхности куска мыла, который при обмыливании руками из параллелепипеда превращается в плоский эллипсоид.

Как показали исследования более совершенными методами, процесс воспламенения зарядов при давлении газов воспламенителя 20÷50 *кг/см*² также является не мгновенным, а постепенным и зависит от формы и расположения пороховых зерен в заряде и от других условий заряжания. Например, заряд трубчатого пороха легче воспламеняется, чем заряд из мелкого зерненого пороха, у которого пути для распространения газов воспламенителя гораздо сложнее; нитроглицериновый порох хуже воспламеняется, чем пироксилиновый; порох графитованный — хуже, чем неграфитованный; полированный хуже, чем шероховатый; поверхность узких каналов в порохах с каналами воспламеняется несколько позже, чем наружная поверхность этих же порохов.

Таким образом, действительный процесс воспламенения и горения пороха как в бомбе, так и в орудии в силу ряда причин в той или иной степени отклоняется от геометрического закона горения.

Выяснение причин этих отклонений специальными опытами в манометрической бомбе и введение новых методов анализа горения порохов привели к разработке так называемого «физического закона горения», учитывающего значительную часть перечисленных выше отклонений действительного горения порохов от геометрического закона горения.

Первым обратил внимание на отклонение действительного горения пороха от геометрического закона крупнейший французский ученый артиллерист Шарбонье, который еще в 1908 г. в курсе «Внутренняя баллистика» высказал ряд возражений против геометрического закона и впервые попытался рассматривать реальные пороха с учетом условий их фабрикации.

Позже, в 1923—1928 гг. М. Е. Серебряков, применив для измерения давления вместо цилиндрического конический крешер и, проведя большое число опытов в бомбе, подтвердил опытами ряд предположений Шарбонье, объяснил значительное число отклонений горения порохов от геометрического закона и разработал элементы теории неравномерного горения порохов с узкими каналами*.

С 1929 по 1937 гг. физический закон горения был применен к решению основной задачи внутренней баллистики в орудии; тем самым была установлена связь между опытами в манометрической бомбе и стрельбой теми же порохами из орудий. В настоящее время разработана методика, позволяющая по сравнительным испытаниям образцовой и валовой партии в манометрической бомбе определить (относительный) заряд валовой партии без стрельбы.

Понятие о теории горения пороха

Выше было отмечено, что геометрический закон горения не отражает непосредственно физико-химической и термической сущности процесса горения пороха, а также самого механизма горения. Эти вопросы рассматриваются в различных теориях горения пороха. По некоторым теориям, созданным на основе кинетической теории газов, горение пороха есть процесс отщепления его молекул под действием ударов молекул газов, окружающих порох. К таким теориям относятся теории Летàна (1922 г.), Швéйкерта (1923 г.), Мюрáура (1927 г.), Крóу и Грúмшоу (1931 г.), Ямáга (1930 г.). По этим теориям процесс горения зависит от скорости, с которой энергия передается от горячих газообразных продуктов к поверхности твердого пороха.

Эти теории предполагают, что в результате разложения на поверхности пороха и отщепления молекул сразу получаются конечные продукты без выделения тепла вне пределов того тонкого слоя газов, из которого непосредственно пришли бомбардирующие поверхность пороха молекулы.

В настоящее время эти «наивные» теории не считаются правильными. С современной точки зрения [А. Ф. Беляев, Я. Б. Зельдович (1938—1942 гг.), и другие] считают, что сначала происходит разложение твердого пороха и образование газов, которые вступают в реакцию горения при сильном повышении температуры в

* М. Е. Серебряков, Введение в изучение физического закона горения, диссертация, изд. Артакадемии им. Дзержинского, 1929.

газовой фазе. На поверхности пороха температура относительно невысока и соответствует первичному разложению нитроклетчатки.

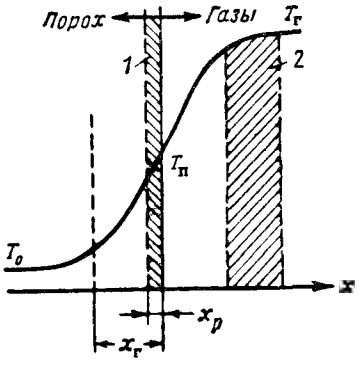
Распределение температуры в толще пороха и в образующихся при горении газах показано на схеме фиг. 3. 1:

T_0 — температура внутри пороха;

$T_п$ — температура на поверхности пороха;

$T_г$ — температура горения ($T_г = T_1$).

В заштрихованных зонах протекают химические реакции: в зоне *1* с толщиной слоя $x_р$ — реакция образования газов — газификация; в зоне *2* — реакция горения газов, выделившихся в первой зоне.



Фиг 3 1 Распределение температуры в толще пороха и в газах при горении (по Зельдовичу).

Внутри пороха вблизи горящей поверхности имеется прогретый слой ($x_г$), толщина которого зависит от его температуропроводности и скорости горения пороха. В части $x_р$ этого слоя идет реакция разложения (реагирующий или реакционный слой); именно эта толщина определяет количество пороха, вступающего в реакцию при данных условиях, и влияет на скорость горения пороха.

Прогревание поверхностного слоя имеет значение также для воспламенения пороха, нестационарного горения и др. Толщина реагирующего слоя $x_р$ очень невелика и составляет около 5% толщины прогретого слоя $x_г$.

Подвод тепла к поверхности пороха и его распространение в глубь порохового элемента происходит за счет теплопроводности, диффузии и радиации или лучеиспускания из окружающих порох продуктов горения. Скорость горения пороха определяется скоростью передачи энергии от продуктов горения самому пороху.

Положение о горении параллельными слоями — лишь допущение. В действительности фронт распространения реакции горения в порохе представляет неровную. поверхность, характер которой обусловлен составом, плотностью и условиями горения пороха. Поверхность пороха (даже при небольшом увеличении) напоминает пчелиные соты; она пронизана углублениями и возвышениями.

По теории Д. И. Менделеева неравномерное горение происходит из-за неодновременного сгорания компонентов пороха (нитроглицерина, пироксилина и др.).

Более подробно теория горения изложена в курсе порохов Во внутренней баллистике она имеет значение лишь для объяснения некоторых явлений и процессов при горении порохов.

3 3 КИНЕТИКА ГОРЕНИЯ ПОРОХА

Закон скорости горения

Закон скорости горения по опытам в бомбе. Закон скорости горения — одна из важнейших зависимостей внутренней баллистики.

Скорость горения пороха — это скорость перемещения фронта горящей поверхности по нормали в глубь порохового элемента. Она измеряется изменением толщины пороха e в единицу времени t:

$$u=\frac{de}{dt}$$

и зависит от природы пороха, его температуры и давления газов, окружающих порох.

Законом скорости горения обычно называют функциональную зависимость скорости горения пороха u от давления p. Эта зависимость является одной из важнейших закономерностей, определяющих закон образования газов.

Закон скорости горения определяется непосредственной обработкой кривой давления $p=f(t)$, полученной из опытов при сжигании пороха в манометрической бомбе или из опытов в бомбе постоянного давления при разных давлениях.

Существует ряд эмпирических зависимостей для выражения закона скорости горения.

1. Первая зависимость была дана Вьелем (1890—1891 гг.) в виде

$$u=Ap^{\nu}, \tag{3.1}$$

где A — коэффициент и ν — показатель степени, зависящие от природы пороха и условий проведения опыта.

Для дымных порохов Вьель получил значение $\nu=\frac{1}{2}$, для бездымных пироксилиновых порохов $\nu=\frac{2}{3}$. Позже проф. Г. А. Забудский для пироксилиновых порохов получил $\nu=0{,}93$.

2. В Морской научно-технической лаборатории (1891—1897 гг.) проф. С. П. Вуколов впервые дал зависимость

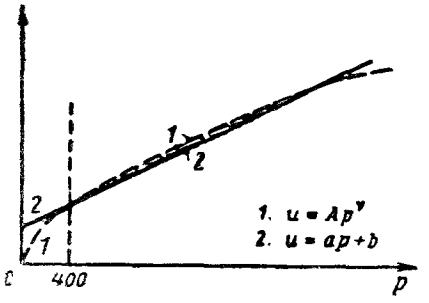
$$u=ap+b. \tag{3.2}$$

Эту же зависимость принимал проф. И. П. Граве (1904 г.). Значительно позже (1930—1935 гг.) ее применил Мюраур.

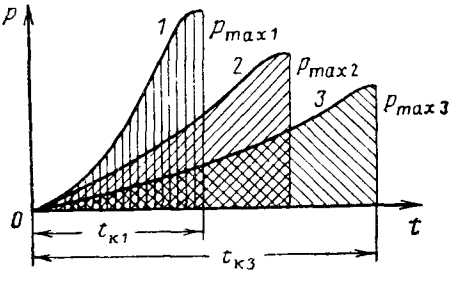
По исследованиям проф. И. П. Граве (1904 г.) обе формулы [(3.1) и (3.2)] для бездымных порохов могут считаться одинаково

пригодными для выражения того закона, по которому изменяется скорость горения при изменении давления, так как средние ошибки по этим формулам получаются вообще одинаковыми

Выражения для $u=f(p)$ того времени были получены обработкой кривых давления $p=f(t)$, записанных в бомбе с помощью цилиндрических крешерных столбиков, которые фиксируют давления только с 300—400 *кг/см*^{2}. Участок кривой от начала до $p=$ $=300$—400 *кг/см*^{2}, который мог дать возможность оценить, какая из двух формул вернее, тогда не мог быть получен. В результате



Фиг 3.2 Зависимость скорости горения порохов от давления



Фиг. 3.3 Зависимость давления от времени при разных плотностях заряжания.

через экспериментально полученные точки кривой $u=f(p)$ от $p=$ $=400$ *кг/см*^{2} и выше можно было с одинаковым приближением провести и параболу $u=Ap^{\nu}$, и прямую $u=ap+b$. Зависимости скорости горения порохов от давления показаны на фиг. 3.2.

3. Проф. Н. Ф. Дроздов при решении основной задачи внутренней баллистики* принял для закона скорости горения формулу

$$u=\theta p, \tag{3.3}$$

где θ — коэффициент пропорциональности.

Ряд французских исследователей (Себе́р и Гюгоньо́, Муассо́н, 1882 г.) высказывали и раньше предположения, что ν должно быть равно единице, но для решения основной задачи внутренней баллистики впервые эту величину применил проф. Н. Ф. Дроздов, давший математически строгое решение.

Позднее в 1913 г. немецкий ученый Шмиц, сжигая в манометрической бомбе объемом ~3,5 *л* трубчатые пороха в натуральную длину и применив для записи кривой давления новый манометр с оптической регистрацией упругих деформаций начиная с малых давлений, доказал справедливость закона $u=A_1p$.

* См сноску на стр. 125

Допустив, что закон $u=A_1p$ верен, можно вывести из него следствие, которое легко проверяется на опыте и является критерием правильности этого закона.

Так как $u=\frac{de}{dt}=A_1p$, то $de=A_1p\,dt$.

Интегрируя от начала горения, имеем

$$e=A_1\int_0^t p\,dt=A_1I,$$

где $I=\int_0^t p\,dt$.

Для конца горения $e=e_1$ и $t=t_к$:

$$e_1=A_1\int_0^{t_к} p\,dt=A_1I_к$$

и для данного пороха

$$I_к=\int_0^{t_к} p\,dt=\frac{e_1}{A_1}=\text{const}.$$

Иначе говоря, полный импульс давления за все время горения пороха зависит только от толщины пороха, коэффициента A_1, характеризующего природу пороха, и не зависит от плотности заряжания.

Между тем сама кривая $p=f(t)$ резко изменяется с изменением плотности заряжания Δ: при увеличении Δ кривая давления повышается, а время $t_к$ убывает.

Проведя опыты в бомбе по сжиганию одного и того же трубчатого пороха при плотностях заряжания $\Delta=0{,}12\div0{,}26$ и измерив площади полученных кривых $\int_0^{t_к} p\,dt$, Шмиц нашел, что, действительно, эти площади равны между собой, а следовательно, справедлив закон скорости горения $u=A_1p$*. Зависимость давления от времени при разных Δ показана на фиг. 3. 3.

В опытах Шмица впервые была получена полная кривая давления $p=f(t)$ от самого начала горения пороха, что позволило определить площадь кривой $I=\int_0^t p\,dt$ и характер ее изменения в зависимости от горения пороха.

* И. П. Граве, По поводу последних крупповских опытов по внутренней баллистике, «Артиллерийский журнал», 1914, № 8 и 9.

Зависимость или независимость полного импульса давления $I_к = \int_0^{t_к} p\,dt$ от плотности заряжания является критерием справедливости того или иного закона скорости горения.

Так, при зависимостях $u = Ap^\nu$, где $\nu < 1$, и $u = ap + b$ величины $I_к$ растут с увеличением Δ, т. е. $I_к$ зависит от плотности заряжания.

Проведенные М. Е. Серебряковым в 1925—1928 гг. опыты, аналогичные опытам Шмица с записью кривых $p = f(t)$ при помощи конического крешера, также дали полные кривые от начала горения и совпадение $\int p\,dt$ при разных Δ и тем самым подтвердили справедливость закона $u = A_1 p$ для зарядов из ленточных порохов

Величина $A_1 = u/p$ есть скорость горения u_1, отнесенная к $p = 1$; $A_1 = u_1/1 = u_1$. Ее называют также коэффициентом скорости горения; размерность $\frac{дм/сек}{кг/дм^2}$.

Величину u_1 находят опытным путем из формулы

$$u_1 = \frac{e_1}{\int_0^{t_к} p\,dt}, \qquad (3.4)$$

где e_1 — половина средней толщины пороха (получают измерением ряда лент или трубок);

$\int_0^{t_к} p\,dt$ — площадь кривой p, t от начала до конца горения пороха [получают планиметрированием кривой $p = f(t)$].

Текущая величина $I = \int_0^{t} p\,dt$ и величина $I_к = \int_0^{t_к} p\,dt$ широко применяются в теоретических и опытных исследованиях, связанных с изучением закона горения порохов.

Скорость горения u_1 зависит от природы пороха и меняется при изменении летучих веществ и содержания азота в пироксилиновом порохе или содержания нитроглицерина в нитроглицериновых порохах.

Увеличение содержания летучих H на 1% понижает скорость горения u_1 на ~10%; это выражается эмпирической зависимостью

$$u_1 = 0{,}0000120 - 0{,}0000010\,(H)\ \frac{дм/сек}{кг/дм^2},$$

где H — в процентах.

Чем выше содержание азота в пироксилине пороха, тем больше u_1.

Для отечественных пироксилиновых порохов можно рекомендовать эмпирическую формулу, дающую зависимость u_1 от содержания летучих и азота:

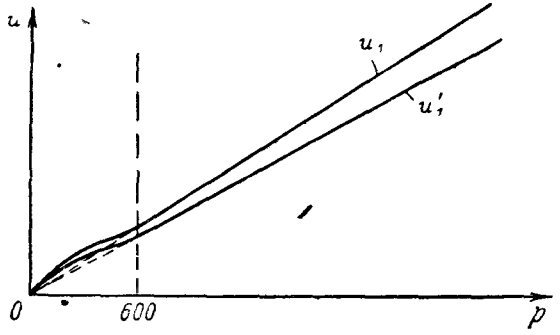
$$u_1 = \frac{0{,}175 \cdot 10^{-4}(N - 6{,}37)}{0{,}04\,(220° - t_{\text{пор}}) + 3h + h'} \frac{дм/сек}{кг/дм^2},$$

где $t'_{\text{пор}}$ — температура заряда (пороха) в °С;

h — содержание летучих (вода), удаляемых 6-часовой сушкой при 95°, в %;

h' — содержание летучих, не удаляемых сушкой (спирто-эфирный растворитель), в %;

N — содержание азота в пироксилине в %.



Фиг 3.4. Зависимость скорости горения u_1 от давления для пироксилиновых порохов (u — переменная скорость).

u_1—тонкий порох, u'_1—толстый порох.

Формула показывает, что u_1 растет с увеличением процента азота и температуры пороха и убывает с увеличением содержания растворителя.

Для пироксилиновых порохов u_1 меняется в пределах $0{,}0000060—0{,}0000090 \frac{дм/сек}{кг/дм^2}$.

Более поздние опыты с ленточными и трубчатыми порохами показали, что одной какой-либо зависимостью вида (3.1), (3.2) или (3.3) нельзя выразить закон скорости горения на всем диапазоне изменения давления от 20—50 до 3000—6000 *кг/см*^{2}.

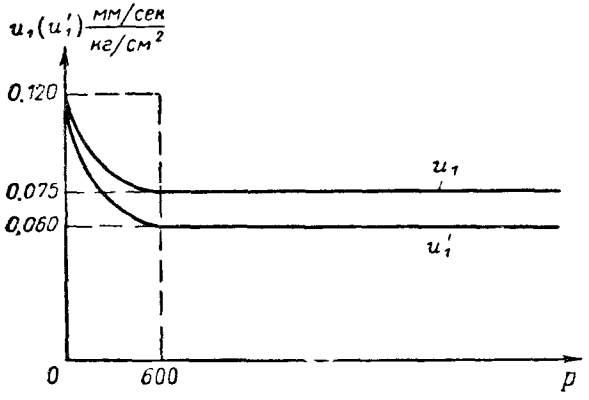
Для пироксилиновых порохов весь диапазон давлений от 50 до 6000 *кг/см*^{2} можно разделить на 2 участка (фиг. 3.4): для давлений от 50 до 600 *кг/см*^{2} и от 600 до 6000 *кг/см*^{2}. На участке от 600 до 6000 *кг/см*^{2} зависимость скорости горения имеет вид прямой линии, проходящей через начало координат, и выражается формулой

$$u = u_1 p.$$

Чем толще порох, тем меньше u_1, тем под меньшим углом располагается прямая.

На участке от 50 до 600 *кг/см*^{2} зависимость $u=f(p)$ расположена выше продолжения прямой $u=u_1 p$, имеет вид кривой с выпуклостью вверх и может быть выражена зависимостью $u=Ap^{\nu}$, где $\nu<1$ и меняется с изменением давления p.

Так как давление форсирования снаряда при выстреле $p_0=$ $=300—400$ *кг/см*^{2}, то для орудий без большой погрешности мож-



Фиг 3.5. Зависимость скорости горения от давления (u_1 — переменная скорость на участке до 600 *кг/см*^{2}). u_1—тонкий порох, u'_1—толстый порох

но принимать закон скорости горения в виде $u=u_1 p$. Для порохов, применяемых в реактивных снарядах, где давления не превышают 200—250 *кг/см*^{2}, следует принимать закон скорости горения в виде $u=Ap^{\nu}$ или $u=ap+b$, причем на разных участках давления и для различных порохов A и ν, также как a и b, имеют разные значения.

Объяснение отклонения закона скорости горения от линейного при малых давлениях (ниже 600 *кг/см*^{2}) можно найти в современной теории горения в формулировке акад. Н. Н. Семенова: «при быстром процессе горения зона или глубина фронта реакции (x_p) мала; при медленном процессе горения зона реакции может быть велика».

Величина u_1 связана с величиной x_p — толщиной зоны реакции. При высоких давлениях реакция горения идет настолько быстро, что прогреваться и реагировать успевает только очень тонкий слой x_p (u_1=const). Если давления невелики, то общая скорость горения уменьшается, а реагирующий слой становится толще; это вызывает увеличение u_1 и тем большее, чем меньше давление p. В результате, на участке давлений от 50 до 600 *кг/см*^{2} на кривой $u=f(p)$ появляется выпуклость вверх (см. фиг. 3.4),

которая характеризует ускоренное горение при малых давлениях: чем меньше p, тем больше $u_1 = u/p$, как это видно на графике u, p.

Зависимость $u = f(p)$ для пироксилиновых порохов можно также выразить одной формулой $u = u_1 p$, где u_1 — переменная на участке давлений от 50 до 600 *кг/см*^{2} и постоянная при $p > 600$ *кг/см*^{2}.

Зависимость u_1 от давления p можно изобразить графиком фиг. 3. 5. На участке от 50 до 600 *кг/см*^{2} величина u_1 для пороха толщиной около 1 *мм* убывает от $u_1' = 0{,}120$ до $0{,}075 \frac{мм/сек}{кг/см^2}$, а дальше для очень высоких давлений до 6000 *кг/см*^{2} u_1' сохраняется постоянной, так как глубина зоны реакции x_p не меняется.

Для более толстых артиллерийских порохов ($2e_1 = 3 \div 4$ *мм*) u_1 меняется от $u_1' = 0{,}120$ до $0{,}060 \frac{мм/сек}{кг/см^2}$.

Как указывалось выше, наружные слои пироксилинового пороха вследствие вымочки имеют повышенную пористость и горят с бо́льшей скоростью, чем внутренние слои; поэтому и u_1 для наружных слоев имеет большую величину, чем для внутренних.

Французский исследователь Мюраур, принимая закон скорости горения в виде

$$u = ap + b,$$

дал также выражения для скорости горения u и коэффициента a в функции температуры горения пороха T_1.

$$\lg 2u = 1{,}36 + 0{,}27 \frac{T_1}{1000},$$

где $2u$ — в *мм/сек* при давлении $p = 1000$ *кг/см*^{2}. Величина $2u$ выражает скорость убывания толщины ленты или трубки при горении с обеих сторон.

$$\lg (1000a) = 1{,}214 + 0{,}308 \frac{T_1}{1000}.$$

Эта зависимость показывает, что u и a значительно меняются с изменением температуры горения, между тем как коэффициент b почти не зависит от природы пороха и имеет величину около 10 *мм/сек*.

По этим зависимостям можно с достаточной точностью определять скорость горения в интервале температур от 1500 до 4000° С и в интервале давлений от 25 до 4000 *кг/см*^{2}.

Зависимость скорости горения при том же давлении $p = 1000$ *кг/см*^{2} от Q_w — теплоты сгорания пороха в постоянном объеме — имеет вид

$$\lg u = 1{,}47 + 0{,}846 \frac{Q_w}{1000}.$$

Закон скорости горения в условиях ракетной каморы. Закон скорости горения является одной из главных и определяющих зависимостей при горении пороха и в ракетной каморе.

Как было показано, при низких давлениях ($p<600$ *кг/см*^{2}) зависимость $u=f(p)$ выражается кривой, выпуклой кверху, расположенной выше прямой $u=u_1 p$, выражающей закономерность горения при $p>600$ *кг/см*^{2} (до 6000).

Эту криволинейную зависимость можно выразить различными формулами.

1. Наиболее часто применяется формула

$$u=Ap^{\nu},$$

где $\nu<1$ и несколько меняется на разных участках давления (так же как и A).

Проф. Я. М. Шапиро для давлений до 300 *кг/см*^{2} для баллиститных порохов предложил формулу

$$u=0{,}370p^{0{,}7} \text{ кг/см}^2.$$

М. Е. Серебряков для давлений до 800 *кг/см*^{2} для пороха на твердом растворителе дал зависимость

$$u=0{,}240p^{0{,}825}$$

и для пироксилинового пороха толщиной 1 *мм* — следующие зависимости:

для давлений от 50 до 300 *кг/см*^{2}	$u=0{,}59\ p^{2/3}$
„ „ „ 300 „ 600 „	$u=0{,}375\ p^{3/4}$
„ „ „ выше 600 „	$u=0{,}0735\ p$

2. Для небольшого участка изменения давлений, например в ракетных каморах, можно принять двучленную линейную зависимость

$$u=ap+b.$$

Так, проф. Ю. А. Победоносцевым для давлений до 250 *кг/см*^{2} предложена формула

$$u=0{,}063p+3,$$

где u в *мм/сек* и p в *кг/см*^{2}.

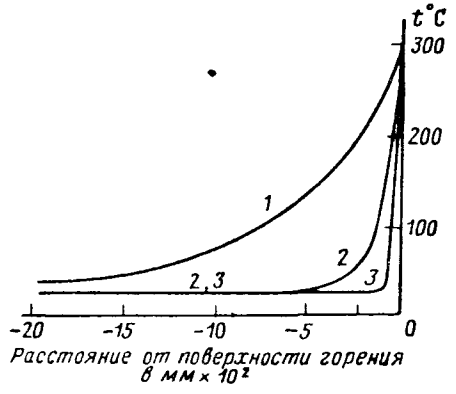
С изменением интервала давлений меняются коэффициенты a и b или A и ν.

Как указывалось выше, выпуклую кверху кривую изменения $u=f(p)$ при малых давлениях можно представить также зависимостью

$$u=u_1 p,$$

где u_1 — переменная функция скорости горения и (связанной с этим) переменной температуры прогрева реагирующего слоя пороха. Чем меньше общая скорость горения u, тем толще прогретый слой пороха, тем больше растет u_1. В результате кривая $u=u_1p$ при малых давлениях получается тоже выпуклой кверху. Такое изменение u_1 вполне соответствует теории горения пороха, предложенной А. Ф. Беляевым и Я. Б. Зельдовичем. Это подтверждается также опытами Эльбе и Льюиса, определивших с помощью очень тонких термопар форму профиля температур и зависимость толщины зоны нагрева от скорости горения *. Полученные ими зависимости приведены на фиг. 3. 6, где показано изменение температуры вблизи поверхности горения при разных скоростях горения.

При большой скорости горения — 50 *мм/сек*, что соответствует давлению выше 600 *кг/см²*, толщина прогретого слоя очень мала (кривая *3*). С уменьшением давления и скорости горения до 10 *мм/сек* толщина прогреваемого слоя увеличивается (кривая *2*); еще больше увеличивается толщина прогретого слоя при малых давлениях и скоростях (кривая *1* при $u=2$ *мм/сек* и давлении ~ 15 *кг/см²*). Такое увеличение толщины прогреваемого слоя отражается на увеличении u_1 — скорости горения при $p=1$ при малых давлениях.



Фиг. 3 6. Изменение температуры пороха вблизи поверхности горения при различных скоростях горения.
1—u=2 мм/сек, 2—u=10 мм/сек, 3—u=50 мм/сек.

Очевидно, что в процессе горения участвует очень тонкий слой на поверхности пороха. При уменьшении скорости горения толщина этого нагретого слоя x_p быстро возрастает, и тепло, доставляемое протекающими в нем экзотермическими реакциями, составляет все возрастающую долю полной энергии, необходимой для поддержания горения.

Экспериментально было показано, что показатель степени ν в законе скорости горения $u=Ap^\nu$ становится меньше при уменьшении скорости горения в области низких давлений. Обычно наблюдается также, что медленно горящие топлива имеют меньшее значение показателя ν при низких давлениях, чем топлива, горящие быстро.

---

* Б. Льюис, Р. Н. Пиз, Х. С. Тэйлор, Процессы горения, перевод с английского, Физматгиз, 1961, стр. 446—447.

При сопоставлении всех приведенных выше зависимостей интересно отметить, что зависимость u от p при малых давлениях (до 600 *кг/см*^{2}), полученная как в обычной манометрической бомбе при разных плотностях заряжания, так и в ракетных каморах при разных p_{max} и $p_{ср}$, даст одну и ту же картину; кривая u, p — выпукла кверху.

Эти данные подтверждаются и опытами французских исследователей Таверньe и Наполи́ *, которые проводили опыты по определению закона скорости горения в бомбе постоянного давления в разных интервалах давления и при различных температурах. Прутковый бронированный по боковой поверхности порох сжигался в атмосфере азота. Состав пороха: 67% пироксилина с содержанием азота 11,67%, нитроглицерина 24%, централита 9%, воска 0,075%.

Опыты позволили сделать следующие выводы.

Наилучшие результаты дает формула $u=Ap^{\nu}$, причем с изменением интервала давлений и температур заряда значения A и ν меняются.

Выражая зависимость $u=Ap^{\nu}$ в логарифмических координатах $\lg u=\lg A+\nu \lg p$, авторы дают значения A и ν для разных интервалов давлений и температур заряда от —20° до +50° С, причем показатель ν в данном интервале давлений почти не меняется с изменением температуры заряда, а коэффициент A убывает с уменьшением температуры.

Для интервала давлений от 400 до 1500 *кг/см*^{2} среднее значение ν подобрать не удалось.

Ниже в сводной табл. 3.6 приведены значения A и ν для различных температур и в разных интервалах давления.

Таблица 3.6

Зависимость закона скорости горения от температуры

t°C	Давление p в *кг/см*^{2}	
	300÷400*	1500÷3000**
+50	$u=0{,}538p^{0{,}622}$	$u=0{,}678p^{0{,}959}$
+20	$u=0{,}417p^{0{,}654}$	$u=0{,}545p^{0{,}986}$
0	$u=0{,}387p^{0{,}656}$	$u=0{,}483p^{1{,}006}$
—20	$u=0{,}359p^{0{,}660}$	$u=0{,}433p^{1{,}024}$
—40	$u=0{,}342p^{0{,}660}$	—

* $\nu_{ср}=0{,}65$;
** $\nu_{ср}=1$.

* Таверньe и Наполи́, Скорость горения пороха без растворителя в функции от давления, Mémorial de l'artillerie française, т. IX, 1956.

Анализ данных, приведенных в табл. 3.6, показывает, что кривая $u=f(p)$ на участке изменения давлений от 300 до 400 *кг/см*^{2} представляет собою полукубическую параболу $u=Ap^{2/3}$, что практически почти совпадает с формулой проф. Я. М. Шапиро $u=0{,}370p^{0{,}70}$. На участке изменения давления от 1500 до 3000 *кг/см*^{2} скорость горения пропорциональна первой степени давления. Можно считать, что с увеличением температуры заряда растет только A; величина ν практически от температуры заряда не зависит.

Быстрота газообразования

Для управления процессом выстрела надо уметь регулировать приток пороховых газов при горении заряда; при этом имеет значение как количество образовавшихся газов, так и их секундный приток, интенсивность или быстрота их образования.

И количество газов, и интенсивность их образования зависят не только от закона скорости горения, но и от формы и размеров пороховых элементов.

Если обозначить через ω вес заряда, а ψ — относительную часть сгоревшего заряда, то текущее количество сгоревшего пороха, превратившегося к данному моменту в газы, будет $\omega\psi$ *кг*.

Во время горения ψ меняется от 0 до 1:

$$0 \leqslant \psi \leqslant 1.$$

Величину ψ можно представить или как отношение веса ω' сгоревшего пороха к начальному весу ω, или как отношение объема сгоревшего пороха Λ' к его начальному значению Λ_1. Так как плотность пороха δ принимается постоянной, то

$$\psi = \frac{\omega'}{\omega} = \frac{\Lambda'}{\Lambda_1}.$$

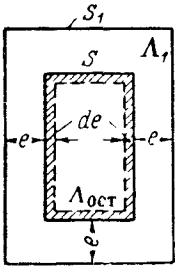
Быстротой газообразования или объемной скоростью горения называют величину $\frac{d\psi}{dt}$, представляющую собою относительную часть объема или веса пороха, сгоревшего и превратившегося в газы в единицу времени. Анализ этой величины позволяет выяснить, за счет чего можно регулировать скорость притока газов при горении пороха.

Секундный весовой приток газов выразится величиной $\omega\frac{d\psi}{dt}$; количество энергии, выделяемое зарядом ω горящего пороха в единицу времени, характеризуется произведением $f\omega\frac{d\psi}{dt}$. Эта величина $f\omega\frac{d\psi}{dt}$ определяет характер нарастания давления в постоянном объеме и в канале ствола при выстреле. Так как f и ω — постоянные вели-

чины, то очень важно знать, от каких факторов зависит быстрота газообразования $\frac{d\psi}{dt}$.

В основу вывода кладется геометрический закон горения.

Пусть пороховое зерно имеет форму параллелепипеда. Рассмотрим его объем и поверхность в начале горения (Λ_1 и S_1) и в текущий момент (Λ и S), когда со всех сторон сгорит одна и та же толщина пороха e. Схематичное изображение такого горения дано на фиг. 3.7.



Фиг. 3.7. Схема горения пороха параллельными слоями.

За промежуток времени dt вся текущая поверхность пороха S переместится внутрь зерна на толщину de; объем сгоревшего слоя $d\Lambda=Sde$.

Разделив обе части на Λ_1 и dt, получим

$$\frac{d\frac{\Lambda}{\Lambda_1}}{dt}=\frac{d\psi}{dt}=\frac{S}{\Lambda_1}\frac{de}{dt}=\frac{Su}{\Lambda_1}, \qquad (3.5)$$

$$\omega\frac{d\psi}{dt}=\frac{\omega}{\Lambda_1}Su=\delta Su. \qquad (3.6)$$

Иногда величину $u\delta$ называют весовой скоростью горения и обозначают $u_в$.

Обе формулы показывают, что быстрота газообразования — и объемная и весовая — зависят от произведения Su, где S — абсолютная величина поверхности горения и u — линейная скорость горения.

Зависимость $u=F(p)$ определена выше; следовательно, надо определить первую зависимость — изменение S.

Формулу (3.5) обычно представляют в виде

$$\frac{d\psi}{dt}=\frac{S_1}{\Lambda_1}\frac{S}{S_1}u=\frac{S_1}{\Lambda_1}\frac{S}{S_1}u_1p, \qquad (3.7)$$

где u_1 зависит от природы пороха, p характеризует физическое состояние среды, в которой происходит горение пороха, первые два множителя зависят от геометрии пороховых зерен и характеризуют влияние формы и размеров пороха на быстроту газообразования:

$\frac{S_1}{\Lambda_1}$ — начальная удельная поверхность пороха или его начальная „оголенность", зависит от формы и размеров пороха;

$\frac{S}{S_1}=\sigma$ — относительная поверхность пороха, характеризующая изменение поверхности пороха во время горения и зависит только от формы пороха.

Для пороха данной природы ($u_1 = \text{const}$) быстроту газообразования можно менять в широких пределах, изменяя форму и размеры пороха.

Из формулы (3.7) получим

$$\frac{1}{p}\frac{d\psi}{dt} = \frac{S_1}{\Lambda_1} u_1 \frac{S}{S_1} = \frac{S u_1}{\Lambda_1}. \qquad (3.8)$$

Произведение Su_1 выражает объем газов, образующихся в единицу времени при $p=1$. Чем больше поверхность S, тем большее количество газов образуется в единицу времени и тем интенсивнее идет горение.

Величину $\frac{Su_1}{\Lambda_1}$ можно назвать *удельной интенсивностью газообразования*, отнесенной к давлению $p=1$; ее обозначают через Γ:

$$\Gamma = \frac{1}{p}\frac{d\psi}{dt} = \frac{S_1}{\Lambda_1} u_1 \sigma.$$

Величина $\Gamma_1 = \frac{S_1}{\Lambda_1} u_1$ характеризует *начальную интенсивность газообразования* при $p=1$; ее иногда называют „живостью“ или „остротой“ пороха.

Разный характер изменения поверхности пороха вызывает соответственно различный характер кривых давления и в постоянном объеме и в канале орудия.

Связь между геометрией пороха и образованием газов

Пороха дегрессивной формы

Обозначим:

e_1 — половина всей толщины пороха;

e — толщина пороха, сгоревшая к данному моменту в одном направлении;

$z \approx \frac{e}{e_1}$ — относительная толщина сгоревшего пороха;

$\psi = \frac{\Lambda}{\Lambda_1}$ — относительная часть сгоревшего пороха (объемная);

$\sigma = \frac{S}{S_1}$ — относительная поверхность пороха.

Во время горения ψ и z меняются от нуля до 1; σ меняется от 1 в начале горения до $\sigma_к$ в конце горения, причем в зависимости от формы пороха $\sigma_к$ может меняться в широких пределах.

Используя основные положения геометрического закона горения, выведем зависимости

$$1)\ \psi = f_1(z); \qquad 2)\ \sigma = f_2(z); \qquad 3)\ \sigma = f_3(\psi).$$

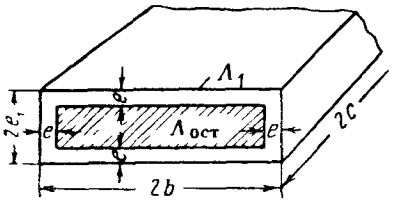
Одновременно выведем формулу для величины удельной поверхности S_1/Λ_1.

Исследования показывают, что для всех форм порохов зависимость ψ от z выражается формулой одного и того же вида:

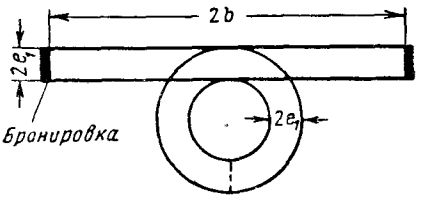
$$\psi = \varkappa z(1+\lambda z+\mu z^2), \qquad (3.9)$$

где $\varkappa$, λ, μ — характеристики формы пороха — постоянные числа, зависящие от формы зерна.

Дадим вывод этой зависимости для ленточного пороха, схема горения которого показана на фиг. 3.8. Обозначив объем сгорев-



Фиг. 3.8. Схема горения пороховой ленты.



Фиг. 3.9. Трубка, эквивалентная ленте.

шей части $\Lambda_{сг}$, объем оставшегося несгоревшим пороха $\Lambda_{ост}$, будем иметь

$$\psi = \frac{\Lambda_{сг}}{\Lambda_1} = \frac{\Lambda_1 - \Lambda_{ост}}{\Lambda_1} = 1 - \frac{\Lambda_{ост}}{\Lambda_1}.$$

Заменим величины Λ_1 и $\Lambda_{ост}$ их выражениями

$$\Lambda_1 = 2e_1 \cdot 2b \cdot 2c;$$

$$\Lambda_{ост} = 2(e_1 - e)\,2(b-e)\cdot 2(c-e),$$

где $2e_1$, $2b$, $2c$ — соответственно толщина, ширина и длина ленты. Введем характеристики растянутости ленты.

Относительное уменьшение ширины за время горения $2e_1/2b = e_1/b = \alpha < 1$.

Относительное уменьшение длины за время горения $2e_1/2c = e_1/c = \beta < 1$.

Тогда относительный оставшийся объем пороха

$$\frac{\Lambda_{ост}}{\Lambda_1} = \left(\frac{e_1-e}{e_1}\right)\left(\frac{b-e}{b}\right)\left(\frac{c-e}{c}\right) = \left(1-\frac{e}{e_1}\right)\left(1-\frac{e}{b}\right)\left(1-\frac{e}{c}\right) =$$

$$= \left(1-\frac{e}{e_1}\right)\left(1-\frac{e_1}{b}\frac{e}{e_1}\right)\left(1-\frac{e_1}{c}\frac{e}{e_1}\right) =$$

$$= (1-z)(1-\varkappa z)(1-\beta z) =$$
$$= 1-(1+\varkappa+\beta)z+(\varkappa+\beta+\varkappa\beta)z^2-\varkappa\beta z^2.$$

Подставляя это выражение в формулу $\psi = 1-\frac{\Lambda_{ост}}{\Lambda}$, получим

$$\psi = (1+\varkappa+\beta)z-(\varkappa+\beta+\varkappa\beta)z^2+\varkappa\beta z^3.$$

Если вынести за скобки первый член и обозначить

$$\left.\begin{aligned} 1+\varkappa+\beta &= \varkappa, \\ -\frac{\varkappa+\beta+\varkappa\beta}{1+\varkappa+\beta} &= \lambda, \\ \frac{\varkappa\beta}{1+\varkappa+\beta} &= \mu, \end{aligned}\right\} \qquad (3.10)$$

получим искомую зависимость $\psi = f_1(z)$ в виде

$$\boxed{\psi = \varkappa z(1+\lambda z+\mu z^2)}. \qquad (3.9)$$

Выражения для характеристик формы $\varkappa$, λ, μ — общего вида, они справедливы для форм порохов, производных от ленты, и для трубчатых порохов.

Коэффициенты $\varkappa$, λ, μ называются *характеристиками формы;* для каждой формы пороха они имеют *свое численное значение:* чем короче и уже лента, тем больше величины α и β, тем больше значения $\varkappa$, $|\lambda|$ и μ.

В конце горения при $z_к = 1$ и $\psi_к = 1$ формула (3.9) обращается в равенство

$$1 = \varkappa(1+\lambda+\mu), \qquad (3.11)$$

которому должны удовлетворять числовые характеристики $\varkappa$, λ и μ. Это равенство служит для поверки расчетов характеристик формы пороха.

Из формул (3.10), выведенных для ленты, можно получить характеристики $\varkappa$, λ, μ для ряда других форм, производных от ленты (как частные случаи). К ним относятся трубка (1), лента (2), квадратная пластинка (3), квадратный длинный брусок (4), куб (5) (см. табл. 3.7 и фиг. 3.10—3.12).

1. Трубку можно рассматривать эквивалентной ленте бесконечной ширины (фиг. 3.9), так как у нее нет горения по ширине, и ее размер в этом направлении не меняется. Тогда $2b = \infty$, $\alpha = 0$ и, следовательно,

$$\varkappa = 1+\beta, \quad \lambda = -\frac{\beta}{1+\beta}, \quad \mu = 0.$$

В таком случае

$$\psi = \varkappa z(1+\lambda z). \qquad (3.12)$$

Получилась двучленная зависимость, более простая, чем (3.9).

Примечание. Характеристика $\beta=e_1/c_1$, а следовательно, $\varkappa$ и λ для трубки зависят только от толщины свода и длины трубки и не зависят от диаметра канала трубки. Между тем действительный характер горения пороха зависит от величины диаметра канала и его относительной длины

2. Лента:

$$2e_1<2b<2c;\quad 0<\beta<\alpha<1;$$

$$\varkappa=1+\alpha+\beta;\quad \lambda=-\frac{\alpha+\beta+\alpha\beta}{1+\alpha+\beta};\quad \mu=\frac{\alpha\beta}{1+\alpha+\beta}.$$

3. Квадратная пластинка:

$$2c=2b;\quad \alpha=\beta;\quad \varkappa=1+2\beta;\quad \lambda=-\frac{2\beta+\beta^2}{1+2\beta};\quad \mu=\frac{\beta^2}{1+2\beta}.$$

4. Квадратный брусок:

$$2b=2e_1;\quad \alpha=1;\quad 0<\beta<1.$$

$$\varkappa=2+\beta;\quad \lambda=-\frac{1+2\beta}{2+\beta};\quad \mu=\frac{\beta}{2+\beta}.$$

5. Куб:

$$2b=2c=2e_1;\quad \alpha=\beta=1;\quad \varkappa=3;\quad \lambda=-1;\quad \mu=\frac{1}{3}.$$

У куба характеристики формы наибольшие.

Зависимость для относительной поверхности $\sigma=\frac{S}{S_1}$ в функции z

Выше была выведена зависимость

$$\psi=\varkappa z(1+\lambda z+\mu z^2). \tag{3.9}$$

Так как $d\Lambda=S de$ и $S=\frac{d\Lambda}{de}$, то для получения зависимости $\sigma=\frac{S}{S_1}$ в функции z дифференцируем равенство (3.9) по z:

$$\frac{d\psi}{dz}=\varkappa(1+2\lambda z+3\mu z^2). \tag{3.13}$$

Представим левую часть этого выражения в виде

$$\frac{d\psi}{dz}=\frac{d\psi}{dt}\cdot\frac{dt}{de}\frac{de}{dz}.$$

Но

$$\frac{d\psi}{dt}=\frac{S_1}{\Lambda_1}\frac{S}{S_1}\frac{de}{dt};\quad z=\frac{e}{e_1};\quad \frac{de}{dz}=e_1.$$

Тогда

$$\frac{S_1}{\Lambda_1}\frac{S}{S_1}e_1=\varkappa(1+2\lambda z+3\mu z^2). \tag{3.14}$$

Для начала горения при $z=0$ и $\frac{S}{S_1}=1$ получим

$$\frac{S_1}{\Lambda_1}e_1=\varkappa, \tag{3.15}$$

Разделив почленно выражение (3.14) на (3.15), получим зависимость

$$\boxed{\sigma=\frac{S_1}{S}=1+2\lambda z+3\mu z^2}, \tag{3.16}$$

В начале горения при $z=0$ $\sigma_0=1$.
В конце горения при $z=1$

$$\sigma_к=1+2\lambda+3\mu, \tag{3.17}$$

и $\sigma_к$ может принимать самые различные значения в зависимости от величин λ и μ. В частности, для квадратного бруска и куба $\sigma_к=0$.

Из формулы (3.15) находим выражение для начальной оголенности:

$$\boxed{\frac{S_1}{\Lambda_1}=\frac{\varkappa}{e_1}}. \tag{3.18}$$

Следовательно, оголенность зависит и от формы пороха ($\varkappa$) и от его размеров (e_1). Чем меньше толщина пороха, тем больше его начальная поверхность, тем больше быстрота газообразования в начале горения.

Подставляя (3.16) в (3.13), получим зависимости

$$\frac{d\psi}{dz}=\varkappa\sigma \tag{3.19}$$

и

$$\left(\frac{d\psi}{dz}\right)_0=\varkappa, \tag{3.19'}$$

которые используются для построения и анализа графиков σ, z и ψ, z.

На основании зависимости (3.18) формулу для интенсивности газообразования при $p=1$ можно написать так:

$$\Gamma=\frac{\varkappa}{e_1}\sigma u_1, \quad \text{или} \quad \Gamma=\frac{\varkappa}{I_к}\sigma,$$

так как

$$\frac{e_1}{u_1} = I_к = \int_0^{t_к} p\,dt.$$

Меняя в широких пределах толщину пороха $2e_1$, можно регулировать в нужных пределах и интенсивность газообразования.

Характер кривых давления в канале ствола можно изменить, главным образом, меняя форму пороха, что в свою очередь изменяет характеристику формы $\varkappa$ и характер изменения горящей поверхности σ, входящих в величину

$$\Gamma = \frac{\gamma \sigma u_1}{e_1}.$$

В зависимости от характера изменения горящей поверхности S или σ пороха делятся на две группы: *дегрессивной формы*, если поверхность при горении убывает $\left(\frac{d\sigma}{dt} < 0\right)$ и *прогрессивной формы*, если поверхность при горении возрастает $\left(\frac{d\sigma}{dz} > 0\right)$.

Все формы порохов, производные от ленты, являются дегрессивными, так как горящая поверхность их убывает.

Для наглядного представления об изменении горящей поверхности и объема пороха на фиг. 3. 10—3. 12 приводятся графики σ, z; ψ, z; σ, ψ.

Основные зависимости:

$$\sigma = 1 + 2\lambda z + 3\mu z^2, \qquad (3.16)$$

$$\psi = \varkappa z (1 + \lambda z + \mu z^2), \qquad (3.9)$$

$$\frac{d\psi}{dz} = \varkappa\sigma, \qquad (3.19)$$

$$\frac{d\psi}{(dz)_0} = \varkappa, \qquad (3.19')$$

где

$$0 \leqslant z \leqslant 1; \qquad 0 \leqslant \psi \leqslant 1; \qquad 1 \geqslant \sigma \geqslant \sigma_к;$$

$\varkappa$ — тангенс угла наклона кривой ψ, z в начале координат; изменение σ характеризует изменение угла наклона этой кривой по мере изменения z.

Рассматривая зависимости σ и ψ в функции от относительной толщины $z = e/e_1$, проводим сравнение влияния формы пороха на приток газов и характер его изменения при одной и той же толщине $2e_1$. Графики σ, z и ψ, z носят название *листов прогрессивности*.

На фиг. 3.10 и 3.11 приведены графики σ, z и ψ, z для пяти дегрессивных форм порохов, каждая из которых имеет свой номер. Предварительно дадим численные характеристики этих форм порохов, необходимые для построения графиков (см. табл. 3.7).

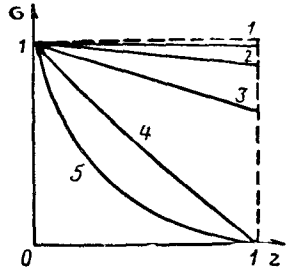
Таблица 3.7

Характеристики порохов дегрессивной формы

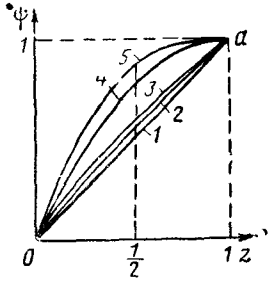
№ пороха	Форма пороха	$\varkappa$	$\varkappa\lambda$	$\sigma_к$
1	Трубка	~1,00	0	~1,00
2	Лента	~1,06	—0,06	0,88
3	Квадратная пластинка	~1,20	—0,20	0,67
4	Квадратный брусок	~2,00	~—1,0	0
5	Куб	3,00	—3,0	0

При $z=0$ для всех форм порохов $\sigma_0=1$. В конце горения при $z=1$ величина $\sigma_к=1+2\lambda+3\mu$ различна для разных форм порохов.

На фиг. 3.10 изображено изменение поверхности горения σ, z для дегрессивных порохов разной формы.



Фиг. 3.10. Изменение поверхности при горении дегрессивных порохов [$\sigma=f(z)$]. Формы порохов 1—5 указаны в табл. 3.7.



Фиг. 3.11. Влияние формы зерна на приток газов для дегрессивных порохов [$\psi=F(z)$]. Формы порохов 1—5 указаны в табл. 3.7.

Поверхность горения куба (кривая *5*) изменяется наиболее резко; по мере удлинения и уширения граней параллелепипеда поверхность убывает медленнее; поверхность ленты (кривая *2*) убывает на 10—12%; поверхность трубки (кривая *1*) сохраняется почти неизменной, так как внутренний канал горит с возраста-

нием поверхности и тем самым компенсирует убывание наружной поверхности.

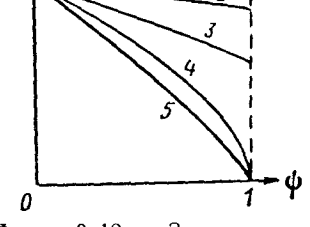
Кривые ψ, z выходяг из начала координат и кончаются в точке a (фиг. 3. 11). Характер наклона определится величиной

$$\operatorname{tg}\varphi=\frac{d\psi}{dz}=\varkappa\sigma.$$

Тангенс начального угла наклона кривой ψ, z $\varkappa=\left(\frac{d\psi}{dz}\right)_0=\operatorname{tg}\varphi_0$ меняется от 1 для трубки до 3,0 для куба; чем больше $\varkappa$, тем быстрее нарастает приток газов в начале горения и тем быстрее убывает поверхность σ, и вместе с этим тангенс угла наклона кривых ψ, z.

Для первых трех форм порохов в конце горения $\operatorname{tg}\varphi_к=\left(\frac{d\psi}{dz}\right)_к=\varkappa\sigma_к$ имеет конечное значение; для бруска и куба $\sigma_к=0$, $\operatorname{tg}\varphi_к=0$, и кривые ψ, z в конце горения касаются горизонтали.

Из графика ψ, z видно, что у трубки при сгорании как первой половины толщины от 0 до $z=0{,}5$, так и второй от $z=0{,}5$ до 1 сгорают почти одинаковые части заряда (около половины), у куба же — зерна наиболее дегрессивной формы — сгорает соответственно 84 и 16% объема.



Фиг 3 12 Зависимость $\sigma=\varphi(\psi)$ для порохов дегрессивной формы Формы порохов 1—5 указаны в табл 3 7.

Иначе говоря, куб имеет бóльшую интенсивность газообразования в начале горения, которая резко снижается к концу горения; трубка же имеет почти одинаковую интенсивность образования газов в течение всего процесса горения.

Ниже приводится график σ, ψ для этих форм порохов (фиг. 3 12). Предлагается объяснить, почему именно так расположатся кривые σ, ψ и почему выпуклость будет направлена вверх

Двучленная зависимость $\psi=f(z)$ для порохов дегрессивной формы № 1, 2, 3, 4 (см. табл. 3.7)

Для трубки имели $\alpha=0$, $\mu=0$, $\psi=\varkappa z(1+\lambda z)$ и $\sigma=1+2\lambda z$
Для остальных форм

$$\psi=\varkappa z(1+\lambda z+\mu z^2), \tag{3.9}$$

$$\sigma=1+2\lambda z+3\mu z^2. \tag{3.16}$$

Для форм № 2, 3 и частично для № 4 характеристика μ мала и член с μz^2 мало влияет на изменение кривых $\psi=f(z)$ и $\sigma=f(z)$

Поэтому для упрощения приведенных выражений, которые входят в достаточно сложные формулы при аналитическом решении задач внутренней баллистики, также применяют двучленную зависимость ψ, z для форм № 2, 3 и 4, как и для трубки, откидывая член μz^2. Влияние этого члена компенсируют небольшим изменением характеристик $\varkappa$ и λ, но так, чтобы кривая ψ, z по двучленной зависимости как можно ближе аппроксимировала кривую ψ, z при трехчленной зависимости (3.9).

При замене трехчленной формулы (3.9) более простой двучленной необходимо несколько изменить характеристики $\varkappa$ и λ:

$$\psi = \varkappa_1 z (1 + \lambda_1 z). \tag{3.20}$$

При $z=0$ в обоих выражениях $\psi=0$.

Для определения $\varkappa_1$ и λ_1 поставим два дополнительных условия. Кривые ψ, z, рассчитанные по трехчленной и двучленной формулам, должны совпадать при $z=1$ и $z=\frac{1}{2}$.

Тогда

$$\text{при } z=1 \quad \varkappa(1+\lambda+\mu)=\varkappa_1(1+\lambda_1)=1, \tag{3.21}$$

$$\text{при } z=\frac{1}{2} \quad \frac{\varkappa}{2}\left(1+\frac{\lambda}{2}+\frac{\mu}{4}\right)=\frac{\varkappa_1}{2}\left(1+\frac{\lambda_1}{2}\right). \tag{3.22}$$

Решая эту систему, получим

$$\varkappa_1 = \varkappa - \frac{\varkappa\mu}{2} = \varkappa\left(1-\frac{\mu}{2}\right) = 1+\alpha+\beta-\frac{\alpha\beta}{2}.$$

Из уравнения (3.21)

$$\lambda_1 = \frac{1}{\varkappa_1} - 1$$

и

$$\varkappa_1\lambda_1 = 1-\varkappa_1 = -(\varkappa_1-1) = -\left(\alpha+\beta-\frac{\alpha\beta}{2}\right).$$

Для ленточного пороха при таком определении $\varkappa_1$ и λ_1 величины ψ при данных z совпадают с точностью до 5-го знака после запятой *.

При двучленной зависимости

$$\sigma = 1+2\lambda_1 z, \tag{3.23}$$

$$\psi = \varkappa_1 z (1+\lambda_1 z). \tag{3.20}$$

---

* И П Граве, Пиростатика, изд Артакадемии им. Дзержинского, 1938, стр 234—235

Исключая из этих формул z, найдем непосредственную зависимость σ от ψ:

$$\sigma=\sqrt{1+4\frac{\lambda_1}{\varkappa_1}\psi},$$

или, так как из (3.21) $\varkappa_1\lambda_1=-(\varkappa_1-1)$,

$$\sigma=\sqrt{1+4\frac{\varkappa_1\lambda_1}{\varkappa_1^2}\psi}=\sqrt{1-4\frac{\varkappa_1-1}{\varkappa_1^2}\psi};$$

для конца горения

$$\sigma_к=\sqrt{1-4\frac{\varkappa_1-1}{\varkappa_1^2}}.$$

Эти формулы применимы для порохов, у которых $\varkappa_1$ не больше 2 (брусок). Из формулы (3.23) для конца горения

$$\sigma_к=1+2\lambda_1=1+2\left(\frac{1}{\varkappa_1}-1\right)=\frac{2}{\varkappa_1}-1,$$

$$\left(\frac{d\psi}{dz}\right)_к=\varkappa_1\sigma_к=\varkappa_1\left(\frac{2}{\varkappa_1}-1\right)=2-\varkappa_1.$$

Примечание. В книге Корнера „Внутренняя баллистика орудий" (ИЛ, 1953) величина ψ выражается не через сгоревшую толщину $z=e/e_1$, а через оставшуюся $f=1-z$. Тогда $\psi=(1-f)(1+\theta f)$, где $\theta=\varkappa-1$; $\varkappa=1+\theta$ (в наших обозначениях). Заменяя нашими обозначениями, получим

$$\psi=z[1+(\varkappa-1)(1-z)]=z[\varkappa-(\varkappa-1)z]=\varkappa z\left[1-\frac{\varkappa-1}{\varkappa}z\right]=\varkappa z(1+kz),$$

так как

$$\varkappa-1=-\varkappa\lambda.$$

Получилась наша обычная формула, которая предпочтительнее, так как приток газов в конечном счете определяется сгоревшей толщиной пороха

Для пороха с постоянной поверхностью горения из формулы $\sigma=1+2\lambda_1 z=\text{const}$ получим $\lambda_1=0$ и $\sigma=1$; из формулы (3.21) при $\lambda_1=0$ имеем $\varkappa_1=1$. $\varkappa_1=1$ и $\lambda_1=0$ — характеристики формы пороха с постоянной поверхностью горения.

Примером пороха с постоянной поверхностью горения являются трубка бесконечной длины ($\beta=\frac{e_1}{c_1}=0$) или бесконечно широкая и длинная лента ($\alpha=\beta=0$). Действительная трубка при длине $2c=300\cdot 2e_1$ дает $\varkappa=1{,}003\approx 1$, т. е. близка к пороху с постоянной поверхностью горения.

В дальнейшем индексы у характеристик $\varkappa$ и λ в двучленной формуле опускаем.

Примечание. Зависимость $\psi=\varkappa z+\varkappa\lambda z^2$ выражена в относительных величинах $z=e/e_1$ и $\psi=\Lambda_{сг}/\Lambda_1$; для порохов одинаковой формы, но разной толщины кривая ψ, z будет одна и та же, изменяясь от 0 до 1. Но если надо учесть влия-

Таблица 3 8

Характеристики формы тел вращения

Основные размеры			$\alpha \equiv \frac{e_1}{b}$	$\beta \equiv \frac{e_1}{c}$	$\alpha\beta$	$\varkappa \equiv 1+\alpha+\beta$	$\lambda = -\frac{\alpha+\beta+\alpha\beta}{1+\alpha+\beta}$	$\mu = \frac{\alpha\beta}{1+\alpha+\beta}$
$2e_1$	$2b$	$2c$						
Шар								
$2R$	$2R$	$2R$	1	1	1	3	$-\frac{3}{3}=-1$	$\frac{1}{3}$
Сплошной цилиндр (прут)								
$2R$	$2R$	$2c$	1	$\frac{R}{c}=\beta$	β	$2+\beta$	$-\frac{1+2\beta}{2+\beta}$	$\frac{\beta}{2+\beta}$
Сплошной цилиндр с диаметром, равным высоте								
$2R$	$2R$	$2R$	1	1	1	3	-1	$\frac{1}{3}$
Цилиндрическая пластинка (лепешка)								
$2e_1$	$2R$	$2R$	$\frac{e_1}{R}=\beta$	$\frac{e_1}{R}=\beta$	β^2	$1+2\beta$	$-\frac{2\beta+\beta^2}{1+2\beta}$	$\frac{\beta^2}{1+2\beta}$
Трубка								
$R-r$	∞	$2c$	0	$\frac{R-r}{2c}=\beta$	0	$1+\beta$	$-\frac{\beta}{1+\beta}$	0
Кольцевая лепешка								
$2e_1$	∞	$R-r$	0	$\frac{2e_1}{R-r}=\beta$	0	$1+\beta$	$-\frac{\beta}{1+\beta}$	0

ние абсолютной толщины пороха, то формулу ψ, z для тонкого пороха представляют в следующем виде:

$$\psi' = \frac{\varkappa}{e_1'} e + \frac{\varkappa}{e_1'} \frac{\lambda}{e_1'} e^2 = \varkappa' e + \varkappa' \lambda' e^2,$$

где $2e_1'$ — толщина тонкого пороха.

Для пороха более толстого, у которого $2e_1'' > 2e_1'$,

$$\psi'' = \frac{\varkappa}{e_1''} e + \frac{\varkappa}{e_1''} \frac{\lambda}{e_1''} e^2 = \varkappa'' e + \varkappa'' \lambda'' e^2.$$

Как видно,

$$\varkappa'' < \varkappa' \quad \text{и} \quad \lambda'' < \lambda'.$$

Таким образом, при сгорании одной и той же толщины e значения ψ'' и ψ' будут неодинаковыми, а одинаковые значения ψ получатся при разных толщинах e' и e''.

Табл. 3.8 содержит характеристики формы для тел вращения шара, сплошного прута и трубки разной длины.

Пороха прогрессивной формы

Порохами прогрессивной формы называют такие пороха, у которых поверхность по мере сгорания возрастает.

Как технически осуществить порох с возрастанием поверхности при горении? Наличие в трубке одного канала, горящего с возрастанием поверхности, компенсирует уменьшение боковой наружной поверхности; в результате суммарная поверхность остается почти неизменной.

Чтобы поверхность при горении возрастала, зерно достаточной длины должно иметь несколько каналов (три и более), каждый из которых горит с возрастанием поверхности.

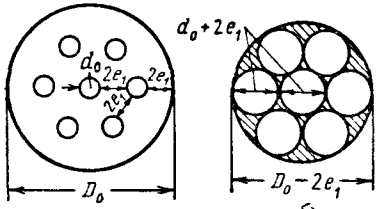
Предлагалось весьма большое число различных форм со многими каналами разного сечения. Рассмотрим три наиболее типичные формы порохов.

Цилиндрическое зерно с семью каналами (форма № I) широко применяется у нас и в США.

Впервые шестигранные шашки с семью каналами из дымного пороха были предложены в середине XIX в. Н. В. Маиевским и А. В. Гадолиным. Такие шашки применялись для получения более прогрессивного горения дымного пороха.

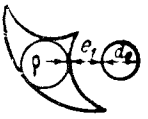
Бездымные артиллерийские пороха с семью каналами появились во время первой мировой войны, когда по нашим заказам и чертежам в США изготовляли большое количество таких порохов разных марок. Обозначение их: $\frac{9}{7}, \frac{12}{7}, \frac{15}{7}$ (в числителе — толщина сводов в десятых долях миллиметра, в знаменателе — число каналов)

В зерне с семью каналами (фиг. 3.13) один канал центральный, а шесть расположены в вершинах правильного шестиугольника. Вследствие этого толщина свода между центральным каналом и каждым из наружных каналов по радиусам и между наружными каналами по сторонам шестиугольника одинакова. Наружная поверхность расположена также на расстоянии толщины свода от наружных каналов.



а) б)

Фиг. 3.13 Порох с семью каналами.
а—до горения; *б*—в момент распада.



Фиг. 3.14. Продукты распада зерна с семью каналами.

Практикой установлены следующие соотношения размеров: диаметр канала $d_0=e_1$ (половина толщины свода); диаметр зерна $D_0=3d_0+4\cdot 2e_1=11d_0=11e_1$; длина зерна — 2—2,5 наружного диаметра зерна; $2c=(2{,}0—2{,}5)D_0$.

При горении порохов со многими каналами наблюдается *распад зерна* — явление, которого нет в порохах с одним каналом или без каналов.

Горение внутри каналов идет по концентричным цилиндрическим поверхностям, дающим в сечении окружности. Когда во всех направлениях и изнутри каналов и с наружной поверхности сгорит толщина e_1, все цилиндрические поверхности встретятся и произойдет распад зерна на 12 прутков или призмочек криволинейного сечения (лучинки): 6 внутренних малых и 6 наружных больших (фиг. 3.14). Эти продукты распада горят с резким убыванием поверхности, аналогично квадратному бруску или кубу.

Основными характеристиками порохов, горящих с распадом, являются относительная поверхность в момент распада σ_s, сгоревшая часть заряда ψ_s и толщина элементов распада ρ (индекс s указывает на момент распада).

В отличие от порохов дегрессивной формы при $z_s=1$ наступает распад зерна, а конец горения всего пороха соответствует концу горения элементов распада, когда $e_к=e_1+\rho$ и $z_к>1$.

Характеристики зерна с семью каналами при стандартных соотношениях размеров: возрастание поверхности к моменту распада 37%; $\sigma_s=S_s/S_1=1{,}37$, где S_s — горящая поверхность зерна в момент распада; сгоревшая часть заряда к тому же моменту $\psi_s\approx 0{,}85$; остальные 15% горят дегрессивно. Конец горения приз-

мочек соответствует сгоранию толщин ρ' и ρ — радиусов окружностей, вписанных в сечения криволинейных призмочек.

Сначала кончают гореть внутренние продукты распада, у которых $\rho' \approx 0{,}23e_1$; после этого догорают шесть наружных призмочек радиуса $\rho = 0{,}532e_1$. Горение кончается, когда сгоревшая толщина будет равна $e_к = e_1 + \rho$ и $z_к = 1 + \frac{\rho}{e_1}$. Величина $\rho = 0{,}1772(d_0 + 2e_1) = 0{,}532e_1$ и $z_к = 1{,}532$.

При горении такого зерна в орудии конец горения переносится значительно дальше к дульному срезу, а в некоторых случаях продукты распада даже выбрасываются недогоревшими в виде тончайших «лучинок».

Следовательно, горение пороха с семью каналами распадается на две фазы: первая фаза — до распада: z меняется от 0 до 1, ψ — от 0 до $\psi_s \approx 0{,}85$, горение идет с возрастанием поверхности до $\sigma_s = 1{,}37$; вторая фаза — после распада: z меняется от 1 до $z_к = 1{,}532$; ψ меняется от $\psi_s = 0{,}85$ до 1; поверхность убывает до нуля: $\sigma_к = 0$.

Выражения для $\psi = f(z)$ и $\sigma = f_1(z)$ по форме остаются те же, что и для дегрессивных порохов:

$$\psi = \varkappa z(1 + \lambda z + \mu z^2); \qquad (3.9)$$

$$\sigma = 1 + 2\lambda z + 3\mu z^2, \qquad (3.16)$$

но знаки и численные значения коэффициентов $\varkappa$, λ и μ будут иными:

$$\varkappa < 1,\ \lambda > 0 \text{ и } \mu < 0.$$

Формулы для расчета $\varkappa$, λ, μ приведены ниже.

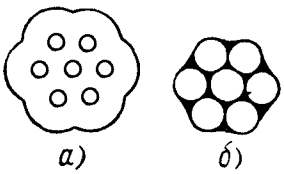
Распад и дегрессивное горение пороха с семью каналами во второй фазе является недостатком, присущим всем порохам прогрессивной формы. Для уменьшения относительного объема продуктов распада было предложено много различных форм порохов, из которых рассмотрим две — зерно Уолша (№ II) и зерно Киснемского (№ III).

Зерно Уолша или зерно с фигурным обводом (форма № II) также имеет семь каналов с соотношениями размеров $d_0 = e_1$, $2c = (20 \div 25)d_0$, но наружная поверхность образуется не одним общим цилиндром диаметром $D_0 = 11d_0$, а шестью цилиндрическими поверхностями, описанными из центра каждого из шести наружных каналов радиусами $r = \frac{d_0}{2} + 2e_1 = \frac{5}{2}e_1 = \frac{5}{2}d_0$ (фиг. 3.15, *а*). Распад получается и здесь, но относительный объем продуктов распада гораздо меньше — всего около 5%, и, следовательно, с возрастанием поверхности горит 95% зерна.

В момент распада (фиг. 3.15, *б*) образуется шесть внутренних и шесть наружных почти одинаковых призмочек, у которых $\rho' = 0{,}23e_1$.

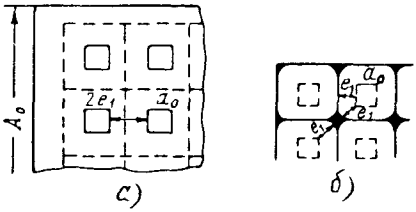
Поэтому $e_к = e_1 + \rho' = 1{,}23e_1$ и $z_к = 1 + \frac{\rho}{e_1} = 1{,}23$; $\psi_s = 0{,}95$; $\sigma_s = 1{,}37$ (как и у формы № I).

При тех же размерах $2e_1$, d_0 и $2c$, как у формы № I, зерно Уолша имеет почти одну и ту же начальную поверхность S_1 и несколько меньший объем зерна Λ_1. Но так как $\varkappa = \frac{S_1}{\Lambda_1} e_1$, то при одной и той же толщине e_1 характеристика $\varkappa$ у зерна Уолша больше, чем у обычного зерна с семью каналами: $\varkappa_I \approx 0{,}72$; $\varkappa_{II} = 0{,}78$ (индексы I и II обозначают номер формы).



Фиг. 3.15. Зерно Уолша с семью каналами.

а —до горения, *б*—в момент распада.



Фиг. 3.16. Горение пороха Киснемского.

а—до горения, *б*—в момент распада

Зерно Киснемского (форма № III). В 1919 г. для экстрадальней стрельбы с очень большими скоростями снаряда известный русский пороходел Г. П. Киснемский спроектировал пороховое зерно высокой прогрессивности формы квадратного сечения с большим числом (до 36) квадратных каналов. По его мнению, такое зерно должно было гореть без распада (фиг. 3.16, *а*). В основе этого мнения было представление, что при горении параллельными слоями канал квадратного сечения останется квадратом. Это представление основывается на неверном допущении, что горение из углов канала (по диагонали) идет с *большей скоростью,* чем в остальных направлениях.

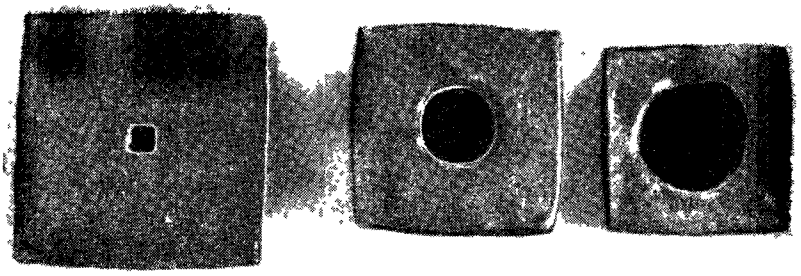
На самом деле, горение из углов квадрата в направлении диагонали идет с той же скоростью, что и по нормалям к сторонам квадрата, образуя при каждом угле концентрические четверти окружностей. В результате в сечении образуется квадрат со скругленными углами, что приводит и в этом зерне к образованию продуктов распада. В момент распада при встрече горящих поверхностей зерно имеет вид, показанный на фиг. 3.16, *б*. Продукты распада зерна Киснемского с 36 квадратными каналами при длине $2c \approx 5A_0 \approx 100a_0$ составляют около 10% начального объема зерна. $\psi_s = 0{,}90$; $\rho'' = (\sqrt{2} - 1)e_1 = 0{,}41e_1$; $z_к = 1 + \frac{\rho''}{e_1} = 1{,}41$; $\sigma_s \approx 2$ (порох высокой прогрессивности).

На фиг. 3.17 показаны фотоснимки: слева — порох Киснемского с 36 каналами до горения, справа — такое же зерно, выброшенное при стрельбе из орудия недогоревшим. На снимке ясно видны продукты начавшегося распада с сечением в виде «бубновых тузов»; каналы почти круглые, так как стороны квадрата до

Фиг 3 17. Зерно пороха Киснемского до и в момент распада (получено при стрельбе).

горения малы по сравнению с толщиной; наружные своды справа, сверху и снизу толще, чем остальные своды, и это указывает на разнообразие толщин.

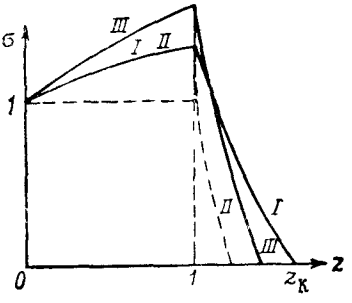
Предположение Г. П. Киснемского о том, что квадратный канал будет гореть, оставаясь квадратом, т. е. без распада, в то



Фиг. 3.18. Превращение квадратного канала при горении в круглый.

время (1920 г.) не подвергалось сомнению с теоретических позиций. И только тогда, когда сотрудник Киснемского — лаборант А. Г. Циалов, присутствовавший при стрельбе, подобрал выброшенные из орудия недогоревшие зерна, было обнаружено, что каналы из квадратных по мере горения превращаются в почти круглые и что имеются продукты распада с сечением в виде «бубновых тузов» (см. фиг. 3.17). Только после этого было дано правильное объяснение, как должен гореть порох с квадратными каналами

На фиг. 3.18 приведены снимки крупного зерна с одним квадратным каналом в различных стадиях горения. Эти опыты были проведены инж. С. А. Сериковым (1927 г.) в специальной манометрической бомбе. В определенный момент открывалось сопло,



Фиг. 3.19. Зависимость $\sigma=f(z)$ для порохов прогрессивной формы.

I—зерно с семью каналами, *II*—зерно с фигурным обводом, *III*—зерно Киснемского.

производился выхлоп газов, и горение пороха вследствие резкого перепада давления прекращалось. Видно, что квадратный небольшой канал превращается почти в круглый, причем изнутри сгорает бо́льшая толщина, чем снаружи, что указывает на бо́льшее давление газов внутри каналов.

Для построения графиков прогрессивности σ, z; ψ, z и σ, ψ порохов № I, II и III составим сводную таблицу характеристик.

Таблица 3.9

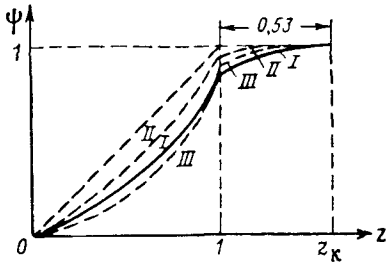
№ формы	Порох	ψ_s	σ_s	$\varkappa$	$z_к$
I	Зерно с семью каналами	0,85	1,37	0,72	1,53
II	Зерно Уолша с семью каналами	0,95	1,37	0,78	1,23
III	Зерно Киснемского с 36 каналами	0,90	~2,0	0,65	1,41

По данным табл. 3.9 построены графики σ, z; ψ, z и σ, ψ фиг. 3.19, 3.20 и 3.21.

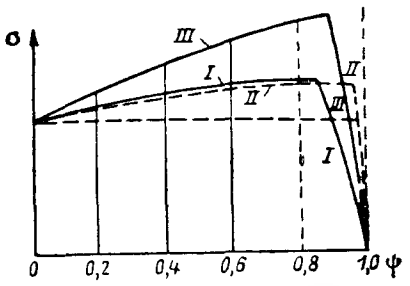
Зависимости для построения графиков те же:

$$\sigma=1+2\lambda z+3\mu z^2; \quad \psi=\varkappa z(1+\lambda z+\mu z^2); \quad \frac{d\psi}{dz}=\varkappa\sigma; \quad \left(\frac{d\psi}{dz}\right)_0=\varkappa.$$

Из анализа данных табл. 3.9 и графиков видно, что порох Киснемского с 36 каналами имеет наибольшую прогрессивность $\sigma_s\approx 2$) и наименьшую величину $\varkappa$, т. е. наименьшую оголенность;



Фиг. 3.20. Зависимость $\psi=F(z)$ для порохов прогрессивной формы (*I, II, III* — то же, что и на фиг. 3.19).



Фиг. 3.21. Зависимость $\sigma=\varphi(\psi)$ для порохов прогрессивной формы.

из двух же порохов с семью каналами обычный порох имеет более ранний распад ψ_s и бóльшую толщину продуктов распада ($z_к=1{,}53$); порох Уолша при той же прогрессивности $\sigma_s=1{,}37$ имеет бóльшую величину ψ_s и меньшую $z_к$.

Характеристики $\varkappa$, λ, μ для порохов прогрессивной формы *

Первая фаза. Методика определения характеристик $\varkappa$, λ, μ та же, что и для ленточных порохов, но выражения для $\varkappa$, λ, μ порохов со многими каналами получаются более сложными, чем для ленты.

Характеристика растянутости по длине $\beta=e_1/c=2e_1/2c$ остается та же; вместо характеристики $\alpha=e_1/b$ здесь приняты две характеристики:

1) Π_1 — отношение периметра сечения бруска к периметру окружности, построенной на длине $2c$, как на диаметре:

$$\Pi_1=\frac{\pi(D_0+nd_0)}{\pi 2c}=\frac{D_0+nd_0}{2c};$$

2) Q_1 — отношение площади поперечного сечения зерна с каналами к площади круга того же диаметра $2c$:

$$Q_1=\frac{\frac{\pi}{4}(D_0^2-nd_0^2)}{\frac{\pi}{4}(2c)^2}=\frac{D_0^2-nd_0^2}{(2c)^2}.$$

* Подробный вывод характеристик см. М. Е. Серебряков, «Внутренняя баллистика», Оборонгиз, 1949, стр. 98—99.

Такое зерно показано на фиг. 3.22. Характеристики формы имеют вид

$$\varkappa = \frac{2\Pi_1 + Q_1}{Q_1}\beta, \qquad \lambda = \frac{n-1-2\Pi_1}{2\Pi_1 + Q_1}\beta, \qquad \mu = -\frac{n-1}{2\Pi_1 + Q_1}\beta^2,$$

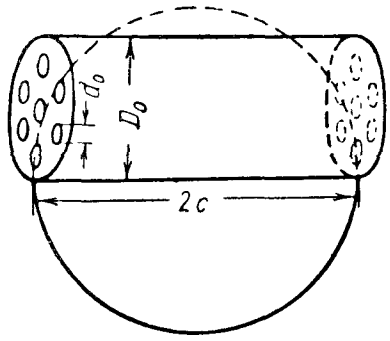
где n — число каналов.

При $n=7$ $\lambda = \dfrac{6-2\Pi_1}{2\Pi_1 + Q_1}\beta$ и $\mu = -\dfrac{6}{2\Pi_1 + Q_1}\beta^2$.

Значения λ и μ при $n=1$ и $n=0$ получились с такими же знаками, как и при выводе другим методом:

при $n=1$ (трубка) $\mu=0$, $\lambda<0$;
» $n=0$ (круглый брусок) $\mu>0$, $\lambda<0$.

Таким образом, эти формулы являются более общими и могут быть применены и для форм дегрессивных. Они применимы также и для порохов квадратного сечения при условии, что в характеристики Π_1 и Q_1 входят периметры и площади квадратов, а не окружностей.



Фиг. 3.22. Зерно с семью каналами.

Исследование коэффициента λ, характеризующего изменение поверхности горения для порохов прогрессивной формы, показывает, что его величина растет:

а) с возрастанием числа каналов n;
б) с увеличением длины бруска $2c$;
в) с уменьшением диаметра каналов при данной толщине или с увеличением толщины сводов пороха при данном диаметре канала.

Если зерно со многими каналами будет очень коротким, то убывание его длины не сможет компенсироваться возрастанием поверхности каналов, и горение уже не будет прогрессивным.

Из равенства $\lambda=0$ можно получить условие, при котором, например, порох с семью каналами с самого начала горения будет дегрессивно горящим, так как $\mu<0$.

Так, для пороха с семью каналами ($D_0=11d_0$) условие $\lambda=0$ удовлетворяется при $\dfrac{D_0+7d_0}{2c}=\dfrac{6}{2}=3$ или при $2c=\dfrac{(11+7)d_0}{3}=6d_0$, т. е. при длине, равной шести диаметрам канала или трем толщинам сводов. Фактически — это лепешка с семью каналами.

Вторая фаза (после распада; горение резко дегрессивное). Образующиеся после распада призмочки с сечением в виде криволинейных треугольников горят резко дегрессивно. Точная численная зависимость σ, z для порохов с семью каналами была дана проф. Г. В. Оппоковым; она близка к изменению поверхности куба, т. е. более дегрессивна, чем у квадратного бруска.

Тем не менее приближенно можно считать, что поверхность после распада меняется от σ_s до нуля по закону прямой линии, как у длинного бруска. Тогда для зависимости ψ, z во второй фазе можно принять двучленную зависимость.

Перенеся начало координат в точку распада ($z_s=1$, $\psi=\psi_s$) (см. фиг. 3.20), будем иметь

$$\psi-\psi_s=\varkappa_2(z-1)[1+\lambda_2(z-1)], \qquad (3.24)$$

причем z меняется от 1 до $z_к$ и ψ от ψ_s до 1.

Дифференцируем выражение (3.24) по z:

$$\frac{d\psi}{dz}=\varkappa_2[1+2\lambda_2(z-1)].$$

Для определения $\varkappa_2$ и λ_2 необходимы два условия:

1) при $z=z_к$ по формуле (3.24) $\psi_к$ должно быть равно единице;

2) при $z=z_к$ поверхность горения σ должна обратиться в нуль или $\left(\frac{d\psi}{dz}\right)_к=0$. Получаем два уравнения:

$$1-\psi_s=\varkappa_2(z_к-1)[1+\lambda_2(z_к-1)],$$

$$1+2\lambda_2(z_к-1)=0.$$

Решая эти два уравнения, находим

$$\lambda_2=-\frac{1}{2(z_к-1)}; \quad \varkappa_2=\frac{2(1-\psi_s)}{z_к-1}.$$

Для стандартного зерна с семью каналами при $z_к=1{,}532$ и $\psi_s=0{,}85$

$$\lambda_2=\frac{-1}{2\cdot 0{,}532}=-0{,}94; \quad \varkappa_2=\frac{2\cdot 0{,}15}{0{,}532}=0{,}564.$$

В конце первой фазы

$$\operatorname{tg}\varphi_{к1}=\varkappa_1\sigma_s=0{,}72\cdot 1{,}37=0{,}99;$$

в начале второй фазы

$$\varkappa_2=\operatorname{tg}\varphi_2=0{,}564.$$

Следовательно, в точке $z=1$, $\psi=\psi_s$ (см. фиг. 3.20) кривая ψ, z (I) имеет излом, и тангенс угла ее наклона меняется скачком от

$$\operatorname{tg}\varphi_{k1}=0{,}99 \text{ до } \operatorname{tg}\varphi_{02}=0{,}564,$$

где индекс к1 характеризует конец первой фазы, индекс 02 — начало второй фазы.

Бронированный порох

Бронированный порох относится к порохам прогрессивной формы; он представляет собой трубку с одним каналом, покрытую с наружной поверхности негорючим составом (броней), предохраняющим порох от горения снаружи с боковой поверхности и с торцов.

При горении такого пороха воспламеняется и горит только внутренняя поверхность, возрастая пропорционально отношению диаметров: $S_к/S_1=D_0/d_0$.

При диаметре канала трубки, равном толщине, $D_0/d_0=3$ прогрессивность больше, чем у зерна Киснемского с 36 каналами.

Применяя общий метод для вычисления характеристик формы *, получим

$$\lambda=\frac{e_1}{d_0};\quad \varkappa=\frac{1}{1+\lambda}=\frac{1}{1+\frac{e_1}{d_0}};$$

$$\sigma=1+2\lambda z=1+2\frac{e_1}{d_0}z;\quad \sigma_к=1+2\frac{e_1}{d_0}=\frac{D_0}{d_0}.$$

При толщине трубки e_1, равной диаметру d_0,

$$\lambda=1;\quad \varkappa=\frac{1}{1+\lambda}=0{,}5;\quad \sigma_к=1+2=3.$$

Уменьшая диаметр канала при той же толщине свода, можно значительно увеличить возрастание поверхности.

В самом деле, если $d_0=e_1/2$, то $\lambda=2$; $\varkappa=0{,}333$; $\sigma_к=1+2\lambda=5$.

Если торцы трубки открыты и забронирована только наружная поверхность, то $\varkappa=\frac{1}{1+\frac{e_1}{d_0}}+\beta''$, где $\beta''=\frac{2e_1''}{2c}$. Надо иметь в виду, что у бронированного пороха сгорание толщины идет только в одном направлении. Поэтому толщина его e_1'' вдвое больше, чем у небронированного: $e_1''=2e_1$ и $\beta''=\frac{e_1''}{c}=\frac{2e_1}{c}=2\beta$, т. е. относительное уко-

* См. сноску на стр. 158.

рочение трубки при горении бронированного пороха в два раза больше, чем у обычной небронированной трубки.

Бронирование широко применяется для порохов к реактивным снарядам разных типов. Иногда применяют сплошные цилиндры, забронированные по наружной цилиндрической поверхности; такой порох горит с торца, сохраняя поверхность постоянной ($\varkappa=1, \sigma=1$).

В некоторых случаях при анализе процесса горения представляет интерес использовать формулы для относительных поверхностей σ, выведенные для каждой поверхности в отдельности — боковой S', внутренней поверхности каналов S'' и торцовой $S_т$, причем общая поверхность горения S в каждый данный момент представляет собой сумму всех отдельных поверхностей:

$$S=S'+S''+2S_т.$$

Для начала горения $S_1=S_1'+S_1''+2S_{т1}$.

Ниже без вывода приводятся формулы для относительных величин каждой начальной поверхности в отдельности по отношению к общей начальной поверхности. При этом использованы характеристики формы для порохов с n каналами.

Введем обозначения

$$\beta=\frac{2e_1}{2c};\quad \gamma=\frac{D_0}{2c};\quad \eta=\frac{d_0}{2c};\quad \Pi_1=\gamma+n\eta;\quad Q_1=\gamma^2-n\eta^2.$$

Тогда относительные доли каждой отдельной начальной поверхности ко всей начальной поверхности в целом выражаются следующими зависимостями:

а) для наружной поверхности

$$\alpha_1'=\frac{S_1'}{S_1}=\frac{2\gamma}{2\Pi_1+Q_1}$$

б) для поверхности каналов

$$\alpha_1''=\frac{S_1''}{S_1}=\frac{2n\eta}{2\Pi_1+Q_1}$$

в) для торцовых поверхностей

$$\alpha_{т1}=\frac{2S_{т1}}{S_1}=\frac{Q_1}{2\Pi_1+Q_1}.$$

Нетрудно видеть, что сумма этих величин равна единице:

$$\alpha_1'+\alpha_1''+\alpha_{т1}=1.$$

Изменение каждой отдельной поверхности выражается зависимостями:

а) для наружной поверхности

$$\sigma'=\frac{S'}{S_1'}=1-\left(\frac{1}{\gamma}+1\right)\beta z+\frac{1}{\gamma}\beta^2z^2;$$

б) для поверхности каждого канала

$$\sigma''=\frac{S''}{S_1''}=1+\left(\frac{1}{\eta}-1\right)\beta z-\frac{1}{\eta}\beta^2z;$$

в) для торцовой поверхности

$$\sigma_т = \frac{S_т}{S_{т1}} = 1 - \frac{2\Pi_1}{Q_1}\beta z - \frac{n-1}{Q_1}\beta^2 z^2.$$

Сопоставляя эти формулы с общей зависимостью

$$\sigma = 1 + 2\lambda z + 3\mu z^2,$$

находим сначала выражения характеристик формы λ и μ для каждой отдельной поверхности:

$$\lambda' = -\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)\frac{\beta}{2}; \quad \mu' = \frac{1}{3}\frac{\beta^2}{\gamma}; \quad \varkappa' = \frac{1}{1 + \lambda' + \mu'};$$

$$\lambda'' = \left(\frac{1}{\eta} - 1\right)\frac{\beta}{2}; \quad \mu'' = -\frac{1}{3}\frac{\beta^2}{\eta}; \quad \varkappa'' = \frac{1}{1 + \lambda'' + \mu''};$$

$$\lambda_т = -\frac{\Pi_1}{Q_1}\beta; \quad \mu_т = \frac{n-1}{3}\frac{\beta^2}{Q_1}; \quad \varkappa_т = \frac{1}{1 + \lambda_т + \mu_т}.$$

Имея эти характеристики, можно написать выражения σ, z для каждой отдельной поверхности и для их суммы:

$$\sigma = \alpha_1'\sigma' + \alpha_1''\sigma'' + \alpha_{т1}\sigma_т = \alpha_1'(1 + 2\lambda' z + 3\mu' z^2) + \alpha_1''(1 + 2\lambda'' z + 3\mu'' z^2) +$$

$$+ \alpha_{т1}(1 + 2\lambda_т z + 3\mu_т z^2) = 1 + 2(\alpha_1'\lambda' + \alpha_1''\lambda'' + \alpha_{т1}\lambda_т) z +$$

$$+ 3(\alpha_1'\mu' + \alpha_1''\mu'' + \alpha_{т1}\mu_т) z^2 = 1 + 2\lambda z + 3\mu z^2.$$

Следовательно,

$$\lambda = \alpha_1'\lambda' + \alpha_1''\lambda'' + \alpha_{т1}\lambda_т,$$

$$\mu = \alpha_1'\mu' + \alpha_1''\mu'' + \alpha_{т1}\mu_т.$$

Таким образом, общие суммарные λ и μ получаются суммированием произведений частных значений λ и μ на относительные доли каждой из поверхностей α_1', α'' и $\alpha_{1т}$.

Подставляя полученные зависимости для $\sigma = f(z)$, $\sigma = f(\psi)$ и $\frac{S_1}{\Lambda_1} = \frac{\varkappa}{e_1}$ в формулу для быстроты газообразования, покажем, как форма и размеры пороха влияют на кинетику горения пороха и на характер секундного притока газов при горении пороха.

При $u = u_1 p$

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{S_1}{\Lambda_1}\sigma u = \frac{\varkappa}{e_1}(1 + 2\lambda z)\, u_1 p,$$

или

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\varkappa}{e_1} u_1 \left[1 + 2\left(\frac{1}{\varkappa} - 1\right) z\right] p.$$

Секундный приток газов

$$\omega \frac{d\psi}{dt} = \delta S_1 u_1 \sigma p = \omega \frac{\varkappa}{e_1} u_1 \sigma p.$$

Для закона скорости горения $u = Ap^\nu$

$$\omega \frac{d\psi}{dt} = \omega \frac{\varkappa}{e_1} A \sigma p^\nu.$$

Следовательно, при данном заряде пороха ω быстрота образования газов обратно пропорциональна толщине пороха, прямо пропорциональна скорости горения u_1 или A, коэффициенту $\varkappa$ и меняется пропорционально изменению величины $\sigma = 1 + 2\lambda z$ и p или p^ν.

Итак, секундный приток пороховых газов можно регулировать подбором толщины и формы пороха и изменением его горящей поверхности.

3.4. СВЯЗЬ МЕЖДУ ДАВЛЕНИЕМ И УСЛОВИЯМИ ЗАРЯЖАНИЯ ПРИ СГОРАНИИ ПОРОХА В ПОСТОЯННОМ ОБЪЕМЕ

(Уравнение состояния газов)

Зависимость для наибольшего давления

Впервые формулу для наибольшего давления пороховых газов при сгорании дымного пороха дал Л. Н. Шишков (1857 г.):

$$p_{\max} = \frac{RT_1}{w - \varepsilon}, \qquad (3.25)$$

где w — удельный объем пороховых газов;

ε — объем твердых остатков, получающихся при сгорании 1 *кг* дымного пороха.

Формула (3.25) вносит исправление в формулу Бойля—Мариотта на объем твердых продуктов.

В 1873 г. Ван дер Ваальс на основе кинетической теории газов дал уравнение состояния газов в виде

$$p(w - b) = RT. \qquad (3.26)$$

Это уравнение такого же типа, что и формула Шишкова, но в отличие от формулы (3.25) в ней учтен не объем твердых остатков, а объем газовых молекул b, оказывающий влияние на давление при высоких давлениях реальных газов.

Из формулы Ван дер Ваальса следует

$$p = \frac{RT}{w - b}. \qquad (3.27)$$

Независимо от Ван дер Ваальса, проводя опыты по сжиганию порохов в манометрической бомбе и определяя связь между плот-

ностью заряжания Δ и наибольшим давлением газов p_{max}, определявшимся цилиндрическими крешерными столбиками, Нобль и Абель (Англия) в 1870—1877 гг. дали следующую эмпирическую зависимость:

$$p_{max}=\frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}, \tag{3.28}$$

где f и α — постоянные коэффициенты.

Заменив Δ ее выражением $\Delta=\frac{\omega}{W_0}$, получим

$$p_{max}=\frac{f\omega}{W_0-\alpha\omega}=\frac{f}{\frac{W_0}{\omega}-\alpha}=\frac{f}{w-\alpha}. \tag{3.29}$$

Выражение (3.18′) для конца горения пороха можно написать в виде

$$p_{max}=\frac{RT_1}{w-b}, \tag{3.30}$$

где T_1 — температура горения пороха или температура пороховых газов в момент их образования.

По существу все выражения для p_{max} одного типа; они дают зависимость давления в конце горения пороха от удельного объема газов.

Сопоставляя (3.27) и (3.29), получим

$$f=RT_1, \quad \alpha=b.$$

Это сопоставление раскрывает физический смысл констант f и α в формуле Нобля. Как указывалось выше, величина $f=RT_1$ получила название силы пороха, $\alpha=b$ — коволюм пороховых газов.

В дальнейшем формулу $p_{max}=\frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}$ будем называть формулой Шишкова — Нобля. Она была получена и проверена сначала до давлений $p_{max}=3000$ *кг/см*^{2}, а после — до 6000—7000 *кг/см*^{2}.

Анализ формулы (3.28) показывает, что при $\Delta=1/\alpha$ $p_{max}\to\infty$. Иначе говоря, кривая $p_{max}=f(\Delta)$ имеет ассимптоту при $\Delta_\infty=\frac{1}{\alpha}$.

Для пироксилиновых порохов $\alpha=1$ *дм*^{3}*/кг* и $\Delta_\infty=1$ *кг/дм*^{3}, а так как предельная плотность заряжания $\Delta_{пр}$ равна плотности пороха δ ($\delta\approx1{,}6$), то получить на практике при опыте в бомбе такую плотность заряжания ~1 *кг/дм*^{3} можно сравнительно легко, но бомба будет разорвана.

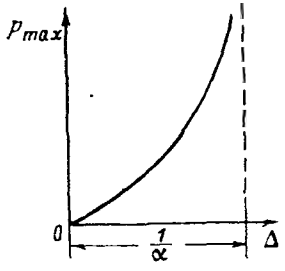
Практически при обычных опытах в бомбе берут плотности заряжания не выше $\Delta=0{,}25$ *кг/дм*^{3}; при этом $p_{max}\approx2800\div3000$ *кг/см*^{2}. Формула (3.28) дает кривую p_{max}, Δ гиперболического типа (фиг. 3.23).

Для удобства анализа ее преобразуют к другому виду (освободившись от знаменателя и поделив обе части на Δ):

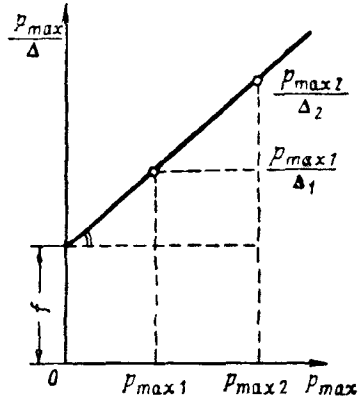
$$\frac{p_{max}}{\Delta} = f + \alpha p_{max}. \qquad (3.31)$$

В осях $\frac{p_{max}}{\Delta}$ (y) и $p_{max}(x)$ это — уравнение прямой, не проходящей через начало координат; f — отрезок на оси ординат, а α — угловой коэффициент этой прямой (фиг. 3.24).

Для каждого пороха получается своя характеристическая прямая со своими значениями f и α.



Фиг. 3.23. Зависимость p_{max} от Δ по формуле Шишкова—Нобля.



Фиг. 3.24. Графическое определение силы пороха и коволюма.

Так как зависимость получилась линейная, то для определения силы пороха f и коволюма α необходимо произвести опыты при двух плотностях заряжания Δ_1 и Δ_2, чтобы найти положение прямой $\frac{p_{max}}{\Delta}$, p_{max}.

Определив $p_{max\,1}$ и p_{max2} и рассчитав $\frac{p_{max\,1}}{\Delta_1}$ и $\frac{p_{max2}}{\Delta_2}$, получим

$$\alpha = \frac{\frac{p_{max2}}{\Delta_2} - \frac{p_{max\,1}}{\Delta_1}}{p_{max2} - p_{max\,1}},$$

$$f = \frac{p_{max\,1}}{\Delta_1} - \alpha p_{max\,1} = \frac{p_{max2}}{\Delta_2} - \alpha p_{max2}.$$

Эти зависимости непосредственно вытекают из графика фиг. 3.24.

При выборе Δ_1 и Δ_2 для определения на опыте величин f и α значение Δ_2 определяется допустимым давлением, на которое рассчитана бомба. Например, $p_{max2} = 3000$ *кг/см*^{2}.

Тогда из выражения (3.20)

$$\Delta_2 = \frac{p_{\max 2}}{f + \alpha p_{\max 2}}.$$

Обычно для пироксилиновых порохов $\Delta_2 \approx 0{,}25$; для более сильных нитроглицериновых порохов $\Delta_2 \approx 0{,}22$.

Чтобы уменьшить ошибку в определении положения прямой [формула (3.31)], следует брать разность $\Delta_2 - \Delta_1$ как можно бо́льшей, но при очень малых значениях Δ_1 получается большая потеря на теплоотдачу, и вносится большая погрешность в определение f и α. Поэтому практически берут $\Delta_1 = 0{,}13$—$0{,}15$ для пироксилиновых порохов и 0,10—0,12 для нитроглицериновых.

Ниже будет показано, как учитывать потери на теплоотдачу.

Примечание. Корнер для смеси реальных газов дает уравнение состояния в виде

$$\frac{pw}{nRT} = 1 + \frac{\beta}{w} + \frac{nc}{w^2},$$

где

$$w = \frac{1}{\Delta}$$

или

$$\frac{1}{w} = \Delta.$$

Отсюда

$$\alpha = \frac{\beta + cn\Delta}{1 + \beta\Delta + c\Delta^2 n}.$$

Следовательно, коволюм будет меняться, убывая с увеличением Δ.

Зависимость p, ψ для текущего момента

В термодинамике уравнение состояния газа обычно характеризует зависимость между параметрами газа — давлением, удельным объемом и температурой — для равновесного состояния определенного весового количества газа.

В условиях горения пороха в постоянном объеме в манометрической бомбе количество газов непрерывно и очень быстро растет, причем одновременно меняются и давление и удельный объем газов.

Поэтому, чтобы составить уравнение состояния для текущего момента, приходится отступать от классических представлений термодинамики и допускать, что во время горения пороха в постоянном объеме *для каждого рассматриваемого момента* справедливо равновесное состояние газа для текущего количества газов $\omega\psi$ *кг*, постоянного в данный момент (процесс как бы «замораживается»).

Пусть в постоянном объеме W_0 постепенно сгорает порох, вес которого ω *кг* и характеристики f, α, δ. Пусть к данному моменту сгорела часть заряда ψ. Требуется вывести формулу для текущего давления p_ψ, применив уравнение состояния Ван дер Ваальса.

Вес сгоревшей части $\omega\psi$, вес несгоревшей части $\omega(1-\psi)$, ее объем $\frac{\omega}{\delta}(1-\psi)$, коволюм газов сгоревшей части заряда $\alpha\omega\psi$.

Уравнение состояния имеет тот же вид

$$p_\psi = \frac{RT_1}{w-\alpha},$$

где $w = \dfrac{W_0 - \frac{\omega}{\delta}(1-\psi)}{\omega\psi}$ — удельный объем газов в данный момент;

$W_0 - \frac{\omega}{\delta}(1-\psi)$ — объем, занимаемый газами;

$\omega\psi$ — вес газов в данный момент.

Подставляя w в уравнение состояния, получим

$$p_\psi = \frac{RT_1\omega\psi}{W_0 - \frac{\omega}{\delta}(1-\psi) - \alpha\omega\psi} = \frac{f\omega\psi}{W_0 - \frac{\omega}{\delta} - \omega\left(\alpha - \frac{1}{\delta}\right)\psi} =$$

$$= \frac{f\omega\psi}{W_\psi}. \qquad (3.32)$$

Свободный объем W_ψ бомбы или каморы получается вычитанием из геометрического объема каморы W_0 объема еще не сгоревшего пороха и коволюма сгоревшей части заряда.

Если разделить числитель и знаменатель правой части на W_0, то получим

$$p_\psi = \frac{f\Delta\psi}{1 - \frac{\Delta}{\delta} - \Delta\left(\alpha - \frac{1}{\delta}\right)\psi} = \frac{f\Delta\psi}{\Lambda_\psi}, \qquad (3.33)$$

где $\Lambda_\psi = 1 - \frac{\Delta}{\delta} - \Delta\left(\alpha - \frac{1}{\delta}\right)\psi = \frac{W_\psi}{W_0}$ — относительный свободный объем каморы или бомбы.

Свободный объем бомбы во время горения пороха по мере увеличения ψ меняется.

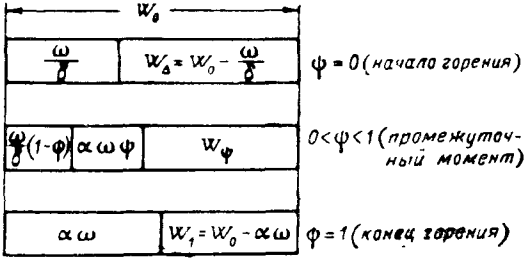
Пределы изменения:

начало горения ($\psi=0$)	текущий момент ($0<\psi<1$)	конец горения ($\psi=1$)
$W_0 - \frac{\omega}{\delta}$	$> W_0 - \frac{\omega}{\delta}(1-\psi) - \alpha\omega\psi$	$> W_0 - \alpha\omega$

Так как $\frac{1}{\delta}=\frac{1}{1{,}6}=0{,}625$, а $\alpha\approx 1$, то

$$W_0-\frac{\omega}{\delta}>W_0-\alpha\omega.$$

Следовательно, свободный объем каморы или бомбы по мере горения пороха убывает, в объеме становится «теснее», так как объем газовых молекул больше, чем объем твердого, еще не сгоревшего пороха



Фиг. 3.25. Схема изменения свободного объема бомбы при горении пороха.

Обозначим $W_0-\frac{\omega}{\delta}=W_\Delta$; $W_0-\alpha\omega=W_1$. Таким образом, $W_\Delta>W_\psi>W_1$.

На фиг. 3.25 изображена схема изменения свободного объема бомбы W_ψ при горении пороха. Чем больше плотность заряжания, тем больше убывает свободный объем:

$$\frac{W_1}{W_\Delta}=\frac{W_0-\alpha\omega}{W_0-\frac{\omega}{\delta}}=\frac{1-\alpha\Delta}{1-\frac{\Delta}{\delta}}<1.$$

Учет влияния воспламенителя на давление газов

Часто при опытах в бомбе воспламенитель имеет другую природу по сравнению с природой основного заряда.

Пусть известны характеристики воспламенителя $f_в$, $\alpha_в$, $\omega_в$ и основного заряда — f, α, δ, ω.

Тогда суммарное давление с учетом давления воспламенителя p'_ψ получим по формуле

$$p'_\psi=\frac{f_в\omega_в+f\omega\psi}{W_0-\frac{\omega}{\delta}(1-\psi)-\alpha\omega\psi-\alpha_в\omega_в}=p_в+p_\psi. \qquad (3.34)$$

Величиной $\alpha_в\omega_в$ пренебрегают по малости.

Здесь $p_\psi=\frac{f\omega\psi}{W_\psi}$ — давление пороховых газов заряда без учета давления воспламенителя;

$p_в=\frac{f_в\omega_в}{W_\psi}$ — давление газов воспламенителя в свободном объеме бомбы.

Так как W_ψ убывает, то $p_в$ несколько растет, но само давление воспламенителя невелико (20÷50 *кг/см*^{2}). Поэтому его изменением обычно пренебрегают и рассчитывают $p_{в0}$ для начала горения пороха:

$$p_{в0}=\frac{f_в\omega_в}{W_0-\frac{\omega}{\delta}}=\frac{f_в\Delta_в}{1-\frac{\Delta}{\delta}}.$$

Тогда зависимость

$$p'_\psi=p_{в0}+\frac{f\omega\psi}{W_\psi},$$

или

$$p'_\psi=p_в+\frac{f\Delta\psi}{1-\frac{\Delta}{\delta}-\Delta\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\psi} \qquad (3.35)$$

представит собой выражение для давления пороховых газов с учетом газов воспламенителя.

Зная ω или Δ и характеристики пороха, по этой формуле можно рассчитать величину p'_ψ для любого значения ψ. Но чаще эту формулу применяют для решения обратной задачи, так как для данного опыта в бомбе p' бывает известно по кривой давления p, t.

Обратная зависимость ψ от p:

$$\psi=\frac{\frac{1}{\Delta}-\frac{1}{\delta}}{\frac{f}{p'_\psi-p_в}+\alpha-\frac{1}{\delta}}. \qquad (3.36)$$

Ее обычно приводят к другому виду:

$$\psi=\frac{\beta}{\beta(1-\partial)+\partial}, \qquad (3.37)$$

где $\partial=\frac{1-\alpha\Delta}{1-\frac{\Delta}{\delta}}$ — характеристика условий заряжания, зависящая от Δ ($\partial<1$);

$\beta=\frac{p'_\psi-p_в}{p'_{max}-p_в}$ — относительное давление в данный момент (за вычетом давления воспламенителя).

По этой формуле для определения ψ были составлены простые таблицы о двух входах ∂ и β, где ∂ меняется от 0,86 до 0,97 через 0,01; β и ψ меняются от 0 до 1 через 0,01 *.

Получив из опыта в бомбе кривую p, t и зная величины $p_{в0}$ и p'_{max}, можно для каждого момента времени по p'_ψ, используя формулу (3.37′), рассчитать значения $\psi(\psi', \psi'', \psi''', \ldots)$. Зная элементы времени Δt и приращения $\Delta\psi$, можно определить из опыта быстроту газообразования $\Delta\psi/\Delta t$ и ее изменение в функции от времени и давления. Это позволяет использовать экспериментальные данные при сжигании порохов в бомбе для получения опытного закона горения пороха и сравнить его с теоретическим. Поэтому формула (3.36) вместе с формулой для быстроты газообразования $d\psi/dt$ является основной для изучения законов горения порохов на опыте.

3.5. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ $p=f(t)$ ПРИ СГОРАНИИ ПОРОХА В ПОСТОЯННОМ ОБЪЕМЕ

При выводе зависимости $p=f(t)$ используем две формулы — общую формулу для давления в функции ψ (3.35) и формулу для быстроты газообразования (3.7):

$$p'_\psi = p_в + \frac{f\Delta\psi}{1-\frac{\Delta}{\delta}-\Delta\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\psi} = p_в + \frac{f\Delta\psi}{\Lambda_\psi},$$

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{S_1}{\Lambda_1}\frac{S}{S_1}u_1 p' = \frac{\varkappa}{e_1}\sigma u_1 p' = \Gamma p'.$$

(Индексы ψ у p' и 0 у $p_в$ опускаем).

При этом

$$\frac{e_1}{u_1} = \int_0^{t_к} p\,dt = I_к.$$

Дифференцируем выражение (3.35) по времени t:

$$\frac{dp'}{dt} = f\Delta\frac{\Lambda_\psi + \Delta\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\psi}{\Lambda_\psi^2}\frac{d\psi}{dt} = f\Delta\frac{1-\frac{\Delta}{\delta}}{\Lambda_\psi^2}\frac{d\psi}{dt} =$$

$$= \frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}\frac{\left(1-\frac{\Delta}{\delta}\right)(1-\alpha\Delta)}{\Lambda_\psi^2}\frac{d\psi}{dt}. \qquad (3.38)$$

* М. Е. Серебряков, Внутренняя баллистика, Оборонгиз, 1949, стр 607—633.

Обозначим

$$K_\psi = \frac{\left(1-\frac{\Delta}{\delta}\right)(1-\alpha\Delta)}{\Lambda_\psi^2}.$$

Выше было показано, что $\left(1-\frac{\Delta}{\delta}\right)$ — наибольшее, а $(1-\alpha\Delta)$ — наименьшее значение величины Λ_ψ. Так как Λ_ψ при $\Delta \leqslant 0{,}25$ (при опытах в бомбе), меняется не больше чем на 10%, то в среднем можно принять $K_\psi = 1$.

Подставляя в формулу (3.38) выражения (3.7) и (3.18), получим

$$\frac{dp'}{dt} = \frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}\frac{\varkappa}{e_1}u_1\sigma p' = \frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}\Gamma p'. \qquad (3.39)$$

В начале горения $\sigma_0 = 1$,

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_0 = \frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}\frac{\varkappa}{e_1}u_1 p_в = (p'_{max} - p_в)\frac{\varkappa}{I_к}p_в = \left(p'_{max} - p_в\right)\Gamma_1 p_в. \qquad (3.40)$$

Итак, скорость нарастания давления в начале горения пропорциональна силе пороха f и скорости горения u_1, характеристике формы $\varkappa$, величине давления p_0, обратно пропорциональна толщине пороха e_1 и тем больше, чем больше плотность заряжания, чем больше интенсивность газообразования Γ_1.

В конце горения $\psi = 1$, $\sigma = \sigma_к$,

$$\left(\frac{dp'}{dt}\right)_к = \frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}\frac{\varkappa\sigma_к}{I_к}p'_{max} = (p'_{max} - p_в)\Gamma_к p'_{max}. \qquad (3.40')$$

Если $\sigma_к$ величина конечная, то и $\left(\frac{dp'}{dt}\right)_к$ тоже величина конечная. Но если $\sigma_к$ в конце горения обращается в нуль (куб, брусок, пороха с распадом), то и кривая давления p, t подходит к максимуму по касательной, параллельной оси t.

У таких порохов на кривой давления обязательно появится точка перегиба i, в которой $\frac{dp'}{dt'} = \text{const}$ или из выражения (3.39)

$$\sigma p' = \text{const}.$$

Но так как p' в постоянном объеме растет, то в точке перегиба σ должна убывать (фиг. 3.26).

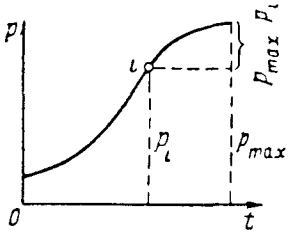
Поскольку уравнение (3.39) при изменяющейся поверхности σ не интегрируется, то для упрощения вывода возьмем порох, у которого поверхность близка к постоянной; для него $\sigma=\text{const}=1$ или меняется слабо (трубка, лента). Тогда σ можно принять средним значением $\sigma_{ср}$.

В таком случае из выражения (3.39) имеем

$$\frac{dp'}{dt}=\frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}\frac{\varkappa\sigma_{ср}}{I_к}p'.$$

Разделим переменные

$$\frac{dp'}{p'}=\frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}\frac{\varkappa\sigma_{ср}}{I_к}dt.$$



Фиг. 3 26. Кривая p, t с точкой перегиба

Полагая в формуле $\sigma=1+2\lambda z$ величину z равной $1/2$, получим

$$\sigma_{ср}=1+2\lambda\frac{1}{2}=1+\lambda$$

и

$$\varkappa\sigma_{ср}=\varkappa(1+\lambda).$$

Величина $\varkappa(1+\lambda)$ равна единице, так как из формулы $\psi=\varkappa z(1+\lambda z)$ при $z=1$ имеем

$$\varkappa(1+\lambda)=1 \text{ и } \varkappa\sigma_{ср}=1.$$

Следовательно,

$$\frac{dp'}{p'}=\frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}\frac{1}{I_к}dt=\frac{dt}{\tau}, \qquad (3.41)$$

где

$$\tau=\frac{I_к}{\frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}}=\frac{I_к}{p'_{max}-p_в}.$$

Интегрируя (3.41)

$$\int_{p_в}^{p'}\frac{dp}{p'}=\frac{1}{\tau}\int_0^t dt,$$

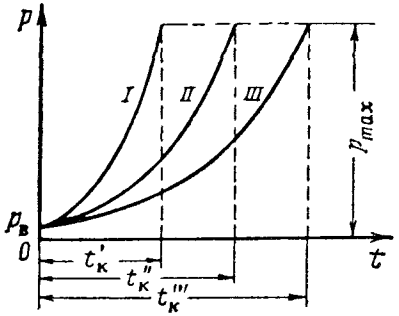
получаем

$$\ln\frac{p'}{p_в}=\frac{t}{\tau}, \qquad (3.42)$$

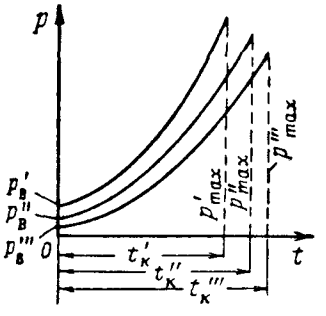
отсюда

$$p' = p_в e^{\frac{t}{\tau}}. \qquad (3.43)$$

Следовательно, кривая давления в функции времени имеет вид показательной функции.



Фиг. 3.27. Кривые p, t при разных толщинах пороха.



Фиг. 3.28. Кривые p, t при разных значениях $p_в$.

Из выражения (3.42) для конца горения

$$1п \frac{p'_{max}}{p_в} = \frac{t_к}{\tau},$$

откуда

$$t_к = \tau 1п \frac{p'_{max}}{p_в} = 2{,}303 \frac{I_к}{p'_{max} - p_в} lg \frac{p'_{max}}{p_в} =$$

$$= 2{,}303 \frac{e_1}{u_1} \frac{1 - \alpha\Delta}{f\Delta} lg \frac{p'_{max}}{p_в}. \qquad (3.44)$$

Для текущего момента

$$t = 2{,}303 \frac{e_1}{u_1} \frac{1 - \alpha\Delta}{f\Delta} lg \frac{p'}{p_в}.$$

При порохе данной природы и формы (f, α, u_1, $\varkappa$) и при данной плотности заряжания время сгорания $t_к$ прямо пропорционально толщине пороха, что и соответствует признаку горения параллельными слоями (фиг. 3.27)*. С увеличением f и Δ, которые входят в величину p'_{max} в знаменателе и под логарифмом в числителе, время $t_к$ убывает, но не обратно пропорционально. С увеличением давления воспламенителя $p_в$ время сгорания медленно убывает ($p_в$ — под логарифмом) (фиг. 3.28).

* Кривые I, II и III соответствуют порохам, у которых $e_{1\,I} < e_{1\,II} < e_{1\,III}$; при этом $t'_к : t''_к : t'''_к = e_{1\,I} : e_{1\,II} : e_{1\,III}$ (признак горения параллельными слоями).

Используем формулу (3.43) для вывода зависимости импульса давления от времени t и давления p' (для случая $\varkappa=1$, $\sigma=1$):

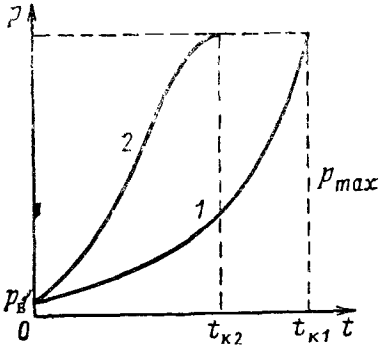
$$\int_0^t p'\,dt = p_в \int_0^t e^{\frac{t}{\tau}}\,dt = p_в\tau \int_0^{\frac{t}{\tau}} e^{\frac{t}{\tau}}\,d\frac{t}{\tau} = \tau p_в\left(e^{\frac{t}{\tau}}-1\right)=$$

$$=\tau(p'-p_в)=I_к\frac{p'-p_в}{p_{max}-p_в}. \qquad (3.45)$$

Как видно из формулы, текущий импульс давления $\int_0^t p'dt$ пропорционален $I_к=\frac{e_1}{u_1}$ и относительному давлению, отсчитываемому от величины давления воспламенителя $p_в$.

Для конца горения пороха

$$p'_к=p'_{max} \quad \text{и} \quad \int_0^{t_к} p\,dt = I_к = \frac{e_1}{u_1}.$$



Фиг. 3 29. Кривые p, t порохов в виде куба и трубки.

Полученные формулы показывают, что величина и скорость нарастания давления газов при сгорании пороха в постоянном объеме действительно определяются баллистическими характеристиками f, α, δ, u_1, формой и размерами пороха ($\varkappa_1$, σ, $2e_1$) и плотностью заряжания Δ. Изменяя эти величины, можно регулировать процесс горения пороха и образования газов, а следовательно, и изменять давление во времени.

Выше мы видели, что величина $\int_0^{t_к} p\,dt=\frac{e_1}{u_1}$ не зависит от Δ; величина импульса давления в конце горения не зависит и от формы пороха, но характер кривых p, t трубки (*1*) и куба (*2*) будет различный (фиг. 3.29):

$$\int_0^{t_{к1}} p\,dt = \int_0^{t_{к2}} p\,dt.$$

По формуле (3.40) $(dp/dt)_0$ пропорциональна характеристике $\varkappa$, поэтому кривая p, t (2) у куба вначале будет идти вверх более резко, чем у трубки (*1*), а в дальнейшем за счет резкого убывания σ [в формуле (3.39)] угол наклона начнет более резко падать и в конце обратится в нуль, так как $\sigma_к$ куба равна нулю.

Так как площади кривых должны быть одинаковы, а кривая куба поднялась более круто, то время $t_{к2}$ будет меньше $t_{к1}$.

Примечание. Формулу (3.39) можно выразить через функцию Г.

$$\frac{dp'}{dt} = \frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}\Gamma p',$$

где $\Gamma = \frac{S_1}{\chi_1}\sigma u_1 = \frac{\varkappa}{e_1}u_1\sigma = \frac{\varkappa}{I_к}\sigma$ — интенсивность газообразования при $p=1$.

Для $\varkappa\sigma_{ср}=1$ $\quad \Gamma_{ср} = \frac{u_1}{e_1} = \frac{1}{I_к}$.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}\Gamma_{ср} = \left(p'_{max} - p_в\right)\Gamma_{ср}.$$

Тогда

$$p' = p_в e^{\left(p'_{max}-p_в\right)\Gamma_{ср}t},$$

$$t_к = \frac{2{,}303}{\left(p'_{max}-p_в\right)\Gamma_{ср}}\lg\frac{p'_{max}}{p_в}.$$

Из формул следует, что скорость нарастания давления dp'/dt прямо пропорциональна, а время сгорания обратно пропорционально интенсивности газообразования $\Gamma_{ср}$.

Таким образом, интенсивность газообразования является одной из основных величин, определяющих характер нарастания давления при сгорании пороха не только в постоянном объеме, но и в канале ствола при выстреле (что будет показано ниже).

3.6. УЧЕТ ПОТЕРЬ НА ТЕПЛООТДАЧУ СТЕНКАМ ПРИ ГОРЕНИИ ПОРОХА В ПОСТОЯННОМ ОБЪЕМЕ

При горении пороха в замкнутом объеме часть тепловой энергии тратится на нагрев стенок бомбы. Вследствие этого и наибольшее давление газов p_{max}, и промежуточные текущие давления p получаются несколько меньшими, чем давления, которые были бы, если бы часть энергии не терялась на нагрев стенок.

Эти потери на теплоотдачу зависят от ряда условий.

Потеря на теплоотдачу учитывается формулой Ньютона:

$$dQ = \alpha F(T_г - T_{ст})\,dt = \alpha_0 F\gamma(T_г - T_{ст})\,dt,$$

где dQ — количество тепла, отдаваемое стенкам за время dt;

F — величина поверхности охлаждения;

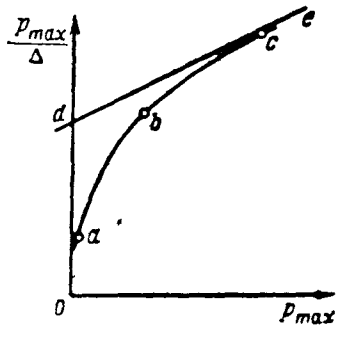
$T_г$ и $T_{ст}$ — температура пороховых газов и охлаждающей стенки;

α — коэффициент теплоотдачи, пропорциональный плотности газов γ и зависящий от материала стенки ($\alpha = \alpha_0\gamma$).

Ввиду чрезвычайной краткости процесса горения пороха, быстроты изменения давления и плотности газов, а также трудности

определить изменение температуры газов и стенки во время горения пороха первоначальный материал по учету теплоотдачи накапливался по преимуществу на основании опытов

Первые опыты проф. С. П. Вуколова, проведенные еще в 1895—1896 гг при $\Delta=0{,}20$ *кг/дм*^{3}, показали значительную разницу в давлениях p_{max} в обычной манометрической бомбе и в бомбе, внутренняя поверхность которой была покрыта тонким слоем плохо проводящей тепло слюды: без слюды $p_{max}=2033$ *кг/см*^{2}, со слюдой $p_{max}=2202$ *кг/см*^{2}; разница в давлениях $\Delta p_{max}=169$ *кг/см*^{2} составляет около 8% от p_{max} без слюды.



Фиг 3 30 p_{max}/Δ в функции p_{max} при наличии теплоотдачи

Такая большая разница в давлениях, несомненно, должна отразиться на расчете величин баллистических характеристик f и α, определяемых по опытным значениям p_{max} при разных плотностях заряжания.

Исследования показали, что с уменьшением Δ относительная потеря на теплоотдачу возрастает, и на диаграмме фиг. 3 30, выражающей зависимость p_{max}/Δ от p_{max}, опытные точки *c, b, a* отклоняются от прямой тем больше вниз, чем меньше плотность заряжания и чем меньше p_{max}. Вследствие этого при плотностях заряжания, изменяющихся в пределах от 0,015 до 0,20 *кг/дм*^{3}, вместо прямой получается гиперболическая кривая *ecba* (см. фиг. 3. 30).

При данной Δ пороха строго одного и того же состава с увеличением толщины, т. е. с увеличением времени горения $t_к$, дают понижение величины p_{max}.

При сгорании пороха при одной и той же плотности заряжания в бомбах разного объема давление p_{max} растет с увеличением объема бомбы, так как при этом уменьшаются поверхность бомбы, приходящаяся на единицу веса заряда, и теплоотдача.

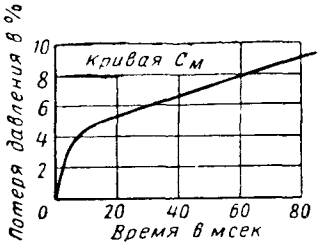
Первая попытка экспериментально получить и теоретически обосновать поправочные зависимости для учета потери на теплоотдачу принадлежит французскому исследователю Мюраууру.

По мнению Мюраура, потеря на теплоотдачу пропорциональна охлаждающей поверхности бомбы, давлению газов (вместо их плотности) и времени действия их на стенку. При изменяющемся давлении потеря пропорциональна поверхности бомбы $F_б$ и $\int_0^t p\,dt$. Величина $\int_0^t p\,dt$ не зависит от Δ; для данного пороха потеря тепла ΔQ

через стенку $F_б$ постоянна при любом заряде ω или Δ. Полное же количество выделяемого тепла пропорционально весу заряда ω, поэтому относительная потеря $\Delta Q/Q$ обратно пропорциональна ω или Δ. Следовательно, $\Delta Q/Q$ пропорциональна $\frac{F_б}{\omega}\int_0^t p\,dt$.

Опыты Мюраура по учету теплоотдачи при горении пороха в постоянном объеме

В теоретических обоснованиях Мюраур несколько видоизменил формулу Ньютона $dQ \approx \alpha_0 (T_г - T_{ст}) F \gamma\, dt$, заменив ее формулой $dQ = C_M F p\, dt$, где $C_M = \alpha_0 \frac{\gamma}{p}(T_г - T_{ст})$ определяется специальными опытами*.



Фиг. 3.31. Кривая C_M, характеризующая потери на теплоотдачу (по Мюрауру).

Проведя большое число опытов с порохами разной толщины и природы, Мюраур установил в условиях горения пороха в бомбе зависимость потери давления $\frac{\Delta p_{max}}{p_{max}}$ % от времени сгорания пороха $t_к$ при $\Delta = 0{,}20$ *кг/дм*^{3} и при $F_б/\omega = 7{,}774$ *см*^{2}*/г*.

Полученные данные были нанесены на график. Кривая $\Delta p_{max}/p_{max}$% или $\frac{\Delta T}{T}$ % в функции времени сгорания $t_к$ при $\Delta = 0{,}20$ *кг/дм*^{3} была названа кривой C_M (фиг. 3.31).

Потеря на теплоотдачу в других условиях, т. е. в другой бомбе и при другой плотности заряжания, находят по формуле

$$\frac{\Delta p_{max}}{p_{max}} = \frac{\Delta T}{T} = \frac{C_M}{7{,}774}\frac{F_б}{\omega} = \frac{C_M}{7{,}774}\frac{F_б}{W_0}\frac{1}{\Delta}\,\%, \qquad (3.46)$$

где C_M и $\frac{\Delta p_{max}}{p_{max}}$ в %,

* М. Е. Серебряков, Внутренняя баллистика, Оборонгиз, 1949, стр. 75.

а абсолютную поправку к давлению получают в виде

$$\Delta p_{\max} = \frac{C_M}{7{,}774}\,\frac{F_б}{W_0}\,\frac{p_{\max}}{\Delta}.$$

Но

$$\frac{p_{\max}}{\Delta} = \frac{f}{1-\alpha\Delta},$$

поэтому

$$\Delta p_{\max} = \frac{C_M}{7{,}774}\,\frac{F_б}{W_0}\,\frac{f}{1-\alpha\Delta}. \qquad (3.47)$$

Следовательно, абсолютная поправка $\Delta p_{\max}$ к давлению на теплоотдачу зависит от природы и времени сгорания пороха, что учитывается величиной C_M, от оголенности бомбы $\frac{F_б}{W_0}$ и плотности заряжания Δ, причем величина $\Delta p_{\max}$ обратно пропорциональна значению $(1-\alpha\Delta)$, которое с изменением Δ в пределах 0,15—0,25 меняется слабо (от 0,85 до 0,75). Коэффициент C_M зависит от толщины и природы пороха. Оголенность бомбы $F_б/W_0$ можно вычислить как оголенность сплошного цилиндра с размерами: $2e_1 = d$, длина $2c$, $\beta = e_1/c = d/2c$.

$$\frac{F_б}{W_0} = \frac{\varkappa}{e_1} = \frac{2+\beta}{d:2} = \frac{4}{d} + \frac{2}{2c} = \frac{4}{d} + \frac{1}{c}.$$

Относительная поверхность бомбы убывает с увеличением диаметра d и длины $2c$; при увеличении объема W_0 в 8 раз $S_б/W_0$ убывает почти в два раза.

Формула (3.46) показывает, что $\Delta p_{\max}/p_{\max}$ в данной бомбе растет обратно пропорционально плотности заряжания, и поэтому относительные потери на теплоотдачу особенно велики при малых плотностях заряжания.

Ниже приводится табл. 3.10 значений коэффициента C_M в функции толщины пороха.

Таблица 3.10

Значения коэффициента C_M для пироксилиновых порохов

Толщина пороха $2e_1$ *мм*	Скорость горения $u_1 \cdot 10^7$ $\frac{дм/сек}{кг/дм^2}$	Потеря на теплоотдачу C_M %
0,3	90	1,5
0,3 (флегматизованный)	70	2
0,4	80	2,6
1	75	4
2	72	5
4	69	6,1

С помощью табл. 3.10 по формуле (3.47) вычисляется поправка Δp_{max} к максимальному давлению на теплоотдачу при сгорании пороха в бомбе

Для промежуточных точек кривой давления величина поправки будет пропорциональна величине импульса давления в данный момент, а он в свою очередь пропорционален величине $\frac{p_l - p_в}{p'_{max} - p_в}$ [формула (3.45)].

Так как отношение $\frac{p_l - p_в}{p'_{max} - p_в}$ близко к соответствующей величине ψ, то промежуточные поправки на теплоотдачу можно определить по формуле

$$\Delta p' = \Delta p_{max}\psi = \Delta p_{max}\frac{p' - p_в}{p'_{max} - p_в}$$

или

$$\frac{\Delta p'}{p' - p_в} = \frac{\Delta p_{max}}{p'_{max} - p_в}.$$

Следовательно, относительная поправка одна и та же во всех точках кривой. Таким образом, перестраивая всю кривую p, t с учетом поправки к давлению на теплоотдачу, надо сначала найти относительную поправку $\frac{\Delta p_{max}}{p'_{max} - p_в}$ к наибольшему давлению p'_{max} в конце горения пороха, а затем каждое измеренное на опыте давление p'_l умножить на $1 + \frac{\Delta p_{max}}{p'_{max} - p_в}$:

$$p''_l = p'_l\left(1 + \frac{\Delta p_{max}}{p'_{max} - p_в}\right).$$

Одновременно с увеличением давления время сгорания будет уменьшаться таким образом, что $\int_0^{t_к} p\,dt$ не изменится. Этот теоретический вывод был подтвержден опытами М. Е. Серебрякова по сжиганию одного и того же пороха при одной и той же плотности заряжания в бомбах разного объема с различными величинами $F_б/\omega$ или $F_б/W_0$. Во всех случаях изменялось p_{max}, а величина $\int_0^{t_к} p\,dt$ оставалась постоянной.

При учете потерь на теплоотдачу изменятся определяемые на опыте сила f и коволюм α, так как в давления p_{max1} и p_{max2} будут внесены поправки Δp_{max1} и Δp_{max2}. Покажем на примере, как изменяются f и α с учетом поправки на теплоотдачу.

Пример. В бомбе объемом $W_0 = 75$ *см*^{3}, у которой $F_б/W_0 = 1{,}30$ *см*^{2}/*см*^{3}, при сжигании пороха толщиной 1 *мм* при

$\Delta_1 = 0{,}15$ *кг/дм*^{3} и $\Delta_2 = 0{,}25$ *кг/дм*^{3} получили $p_{max1} = 1435$ *кг/см*^{2}, $p_{max2} = 2760$ *кг/см*^{2}.

Определение f и α по данным опыта (без поправки на теплоотдачу):

$$\frac{p_{max1}}{\Delta_1} = 957\,000 \text{ кг}\cdot\text{дм/кг}; \quad \frac{p_{max2}}{\Delta_2} = 1\,102\,000 \text{ кг}\cdot\text{дм/кг};$$

$$\frac{p_{max2}}{\Delta_2} - \frac{p_{max1}}{\Delta_1} = 145\,000 \text{ кг}\cdot\text{дм/кг};$$

$$p_{max2} - p_{max1} = 132\,500 \text{ кг/дм}^2; \quad \alpha = \frac{1450}{1325} = \mathbf{1{,}096} \text{ дм}^3\text{/кг};$$

$$f = \frac{p_{max1}}{\Delta_1} - \alpha p_{max1} = 957\,000 - 1{,}096 \cdot 143\,500 = \mathbf{800\,000} \text{ кг}\cdot\text{дм/кг}.$$

Введем поправки на теплоотдачу к давлениям p_{max1} и p_{max2} и определим по исправленным давлениям $p_{max1} + \Delta p_{max1}$ и $p_{max2} + \Delta p_{max2}$ значения силы f_0 и коволюма α_0:

$$\Delta p_{max} = \frac{C_M}{7{,}774} \frac{F_б}{W_0} \frac{p_{max}}{\Delta}.$$

Для пороха толщиной 1 *мм* $C_M = 4\% = 0{,}04$ (см. табл. 3.10). Рассчитываем величины, входящие в формулу (3.32):

$$\frac{F_б}{W_0} = 1{,}30; \quad \frac{C_M}{7{,}774} \frac{F_б}{W_0} = D = \frac{0{,}04}{7{,}774} 1{,}30 = 0{,}00669.$$

Поправки к давлениям на теплоотдачу

$$\Delta p_{max1} = D \frac{p_{max1}}{\Delta_1} = 0{,}00669 \cdot 957\,000 = 6400 \text{ кг/дм}^2 = 64 \text{ кг/см}^2;$$

$$\Delta p_{max2} = D \frac{p_{max2}}{\Delta_2} = 0{,}00669 \cdot 1\,102\,000 = 7400 \text{ кг/дм}^2 = 74 \text{ кг/см}^2;$$

Расчет f_0 *и* α_0.

$$p'_{max1} = 1435 + 64 = 1499 \text{ кг/см}^2; \quad \frac{p'_{max1}}{\Delta_1} = 10\,000;$$

$$p'_{max2} = 2760 + 74 = 2834 \text{ кг/см}^2; \quad \frac{p'_{max2}}{\Delta_2} = 11\,340;$$

$$p'_{max2} - p'_{max1} = 1335 \text{ кг/см}^2; \quad \frac{p'_{max2}}{\Delta_2} - \frac{p'_{max1}}{\Delta_1} = 1340;$$

$$\alpha_0 = \frac{1340}{1335} = 1{,}004 \approx \mathbf{1{,}00} \text{ дм}^3\text{/кг}$$

$$f_0 = 1\,000\,000 - 1{,}004 \cdot 149\,900 = \mathbf{849\,500 \approx 850\,000} \text{ кг}\cdot\text{дм/кг}.$$

Следовательно, введение учета на теплоотдачу повысило расчетную величину силы пороха в данном случае с 800 000 до 850 000, т. е. на $6^1/_4\%$, и понизило коволюм с 1,096 до 1,004, т е. на 9%.

Если этот же порох сжигать в бомбе объемом 25 $см^3$, у которой $F_б/W_0=1{,}89$ $см^2/см^3$, то при тех же $\Delta=0{,}15$ и 0,25 $кг/дм^3$ получаются $p_{max1}=1405$ и $p_{max2}=2725$ $кг/см^2$, т. е. ниже, чем в бомбе объемом 78,5 $см^3$ при $F_б/W_0=1{,}30$ $см^2/см^3$. По этим данным без введения поправок к давлению на теплоотдачу

$$f_1=777\,500\ кг\cdot дм/кг;\quad \alpha_1=1{,}16\ дм^3/кг.$$

Поправки к давлениям на теплоотдачу составят

$$\Delta p_{max1}=64\frac{1{,}89}{1{,}30}=95\ кг/см^2;\quad \Delta p_{max2}=74\frac{1{,}89}{1{,}30}=110\ кг/см^2.$$

После введения поправок на теплоотдачу $f_0=850\,000$ $кг\cdot дм/кг$, $\alpha_0=1{,}00$ $дм^3/кг$, т. е. получили те же величины, что и в первом случае.

Итак, при малом объеме бомбы значения f и α без поправок к давлениям на теплоотдачу получаются с бо́льшими погрешностями, чем при бо́льшем объеме бомбы: сила меньше, коволюм больше их истинных значений.

Особенно велики погрешности при малых плотностях заряжания и при толстых порохах, у которых значения C_M велики.

При опытах в бомбе абсолютная поправка Δp_{max}, пропорциональная величине $(1-\alpha\Delta)$, меняется слабо; относительная величина $\frac{\Delta p_{max}}{p_{max}}=\frac{S_б}{W_0}=\frac{C_M}{7{,}774}\frac{1}{\Delta}$ меняется обратно пропорционально плотности заряжания. Это было подтверждено опытами А. И. Коханова, проведенными при $\Delta=0{,}015\div0{,}20$ $кг/дм^3$ (см. фиг. 3.30). При введении поправок даже при очень малых Δ все точки диаграммы $\frac{p_{max}}{\Delta}$, p_{max} переместились с гиперболической кривой abc на теоретическую прямую Шишкова — Нобля de. Это подтверждает правильность поправок Мюраура, найденных эмпирическим путем, и его теории, в основе которой лежит формула Ньютона о теплоотдаче.

3 7 ФИЗИЧЕСКИЙ ЗАКОН ГОРЕНИЯ ПОРОХОВ

Общие сведения

Как указывалось выше, геометрический закон горения был установлен в 1880 г Вьелем на основе наблюдения за горением порохов простой формы (лента, пластинка), причем при опытах в бомбе применялись цилиндрические крешеры, регистрирующие давление начиная с 300—400 $кг/см^2$.

На основе трех положений геометрического закона горения были выведены удобные и простые формулы, связывающие величины сгоревшей части порохового зерна ψ, относительной горящей поверхности σ и относительной толщины пороха z, а также формулы для определения быстроты газообразования $d\psi/dt$, скорости нарастания давления dp/dt и ряд других.

Давая первое схематическое представление о весьма сложном процессе горения порохового заряда, геометрический закон горения сыграл большую роль в развитии теоретической и практической внутренней баллистики, позволив разработать сравнительно простые методы решения ее самых разнообразных задач.

Но по мере внедрения в практику новых форм порохов (длинная трубка с каналом, зерна со многими узкими каналами, флегматизованные пороха) и по мере усложнения артиллерийской техники (увеличения габаритов каморы и канала ствола) стали накапливаться факты, показывавшие, что геометрический закон горения неполностью отвечает действительности, так как в некоторых случаях наблюдаются значительные отклонения горения порохов от геометрического закона горения.

Обнаружилось, что масса пороха, получаемая при его фабрикации, не вполне однородна и размеры отдельных зерен заряда отклоняются от среднего: горение заряда, состоящего из сотен, а иногда тысяч зерен, протекает несколько иначе, чем горение одного среднего зерна со строго одинаковыми размерами, которое рассматривается при выводе формул для ψ, σ, z.

Применив более совершенные методы регистрации кривой давления (конический крешер вместо цилиндрического), удалось установить на опыте, что воспламенение не происходит мгновенно даже при $p_в \approx 50$ *кг/см*^{2}. Оно зависит от природы и состава продуктов горения воспламенителя (дымный порох, пироксилин), от природы воспламеняемого пороха (нитроглицериновый порох воспламеняется хуже, чем пироксилиновый), от формы и расположения пороховых элементов, составляющих заряд (трубки, зерна), от состояния поверхности пороховых элементов (гладкая, шероховатая).

В результате, действительное горение пороха даже простой формы получается более дегрессивным, чем это следовало бы по геометрическому закону горения.

Как было сказано выше, на основе исследования вида кривых $p=p(t)$ Шарбонье высказал ряд возражений против геометрического закона горения.

Анализируя вид кривых p, t, получаемых при сжигании пороха в манометрической бомбе, Шарбонье предложил свою зависимость σ от ψ в виде так называемой «функции формы»:

$$\sigma = \frac{S_\psi}{S_1} = (1-\psi)^\beta.$$

Величина β определяется из опыта в бомбе по соотношению наибольшего давления p_{max} и давления в точке p_i перегиба кривой p, t (см фиг. 3.26) по формуле

$$\beta = \frac{p_{max} - p_i}{p_i}.$$

Для французских ленточных порохов $\beta = 0{,}2$; для ружейных пластинчатых $\beta = 0{,}5$.

Такая функция формы давала более дегрессивный характер зависимости σ от ψ, чем давал для той же формы геометрический закон горения.

Работы Шарбонье дали возможность установить связь между теоретической формулой и опытом, используя опытную кривую p, t, полученную сжиганием пороха в манометрической бомбе.

Позже в 1936 г. М. Е. Серебряков предложил для показателя β выражение

$$\beta = \frac{2|\lambda|}{\varkappa} + \frac{150 - p_в}{2000},$$

которое учитывало и влияние формы пороха, и влияние неодновременного воспламенения при малых давлениях воспламенителя.

Вследствие чрезвычайной быстроты процесса горения пороха в объеме каморы или бомбы создаются местные повышения давления, вызывающие местные повышения скорости горения, а вместе с этим местное увеличение быстроты газообразования $d\psi/dt$ и dp/dt, поэтому отдельные части и поверхности заряда горят с разными скоростями.

Перегородки в заряде (ткань мешочков в гаубичных зарядах) и беспорядочное расположение пороховых элементов в гильзе приводят к замедлению воспламенения заряда, что не может быть учтено геометрическим законом горения.

Особенно резкое расхождение между теоретическими выводами, полученными на основе геометрического закона горения, опытами в бомбе и результатами стрельб было обнаружено для пороха Киснемского с большим числом узких и длинных каналов. Несмотря на высокую прогрессивность формы, этот порох не показал каких-либо преимуществ перед трубчатым порохом или порохом с семью каналами.

Исследования по выяснению причин наблюдавшихся аномалий и изучению действительного закона горения порохов с применением конического крешера, позволившего регистрировать давление от 5—7 *кг/см*^{2} и дававшего запись как процесса горения самого воспламенителя, так и процесса горения основного пороха с самого начала до конца, были проведены М. Е. Серебряковым *.

* М. Е. Серебряков, Введение в изучение физического закона горения, Диссертация, изд. Артакадемии им. Дзержинского, 1929.

Была также разработана методика опытной оценки прогрессивности горения (а не формы) пороха и проведены многочисленные опыты в манометрической бомбе и ряд стрельб из орудий.

На основе анализа полученных результатов были установлены определенные закономерности в горении порохов в разных условиях, объяснены причины отклонений горения порохов от геометрического закона горения, выяснены причины неудовлетворительной прогрессивности горения порохов Киснемского и даны теоретические обоснования неравномерного горения порохов с узкими каналами.

Совокупность всех этих представлений о действительном законе горения порохов, полученных на основе обработки опытных кривых давления в манометрической бомбе и результатов стрельб, называют *физическим законом горения.*

По существу, он является экспериментальным законом и позволяет учесть влияние таких факторов, которые наблюдаются при стрельбе и при опытах в бомбе и не могут быть объяснены на основе геометрического закона горения.

При разработке методики анализа горения пороха и влияния на него различных факторов была применена специальная опытная характеристика прогрессивности горения $\Gamma_{оп}=\frac{1}{p}\frac{d\psi}{dt}$, которая представляет ссбою приведенную к $p=1$ быстроту или интенсивность газообразования. Все входящие в нее величины непосредственно снимаются с кривой давления p, t, получаемой при опытах в бомбе: по величинам p через определенные промежутки времени Δt для ряда точек находят значения ψ, затем $\Delta\psi$ и, наконец, $\Gamma_{оп}=\frac{1}{p_{ср}}\frac{\Delta\psi}{\Delta t}$, где $p_{ср}$ — среднее давление на данном участке кривой Δt. (На опыте приходится бесконечно малые дифференциалы $d\psi$ и dt заменять конечными малыми приращениями $\Delta\psi$ и Δt, а p — средним значением $p_{ср}$ на данном участке времени Δt).

Величина $d\psi/dt$, которая при геометрическом законе горения выражалась формулой

$$\frac{d\psi}{dt}=\frac{S_1}{\Lambda_1}\sigma u_1 p,$$

зависит от давления. За меру прогрессивности принималась величина σ или пропорциональная ей величина $\frac{S_1}{\Lambda_1}u_1\sigma$, где $\frac{S_1}{\Lambda_1}u_1=\frac{\varkappa}{e_1}u_1=\frac{\varkappa}{I_к}$ — постоянная величина („живость" пороха, характеризующая начальную интенсивность газообразования при $p=1$).

Величина $\frac{S_1}{\Lambda_1}u_1\sigma$, которую обозначим через $\Gamma_т$ (теоретическую) или $\Gamma_т=\frac{\varkappa}{I_к}\sigma$, характеризует интенсивность газообразования, так

как представляет собой относительный объем пороха, сгоревшего в единицу времени Su_1/Λ_1 при давлении $p=1$.

Убывание или возрастание этой величины при горении пороха в зависимости от убывания или возрастания σ является характеристикой *прогрессивности формы* пороха. Значение $\Gamma_т$ можно рассчитать по заданным размерам и форме пороха, приняв определенное значение для u_1.

Опытная характеристика $\Gamma_{оп}=\frac{1}{p}\frac{d\psi}{dt}$, по существу, та же характеристика $\Gamma_т$, но величины, входящие в выражение для $\Gamma_{оп}$, определяются по опытной записи кривой давления, причем можно даже не знать, при сжигании какого пороха получена данная кривая p, t.

Тогда вместо оценки прогрессивности формы по изменению $\Gamma_т$ можно дать оценку *прогрессивности горения* по изменению величины $\Gamma_{оп}$:

а) если по мере горения пороха $\Gamma_{оп}$ будет расти, то такой порох *горит* прогрессивно, независимо от того, какая у него форма:

б) если $\Gamma_{оп}$ убывает, то порох *горит* дегрессивно с убыванием интенсивности газообразования.

Если бы геометрический закон горения подтвердился на опыте, то должно было бы быть справедливо равенство

$$\Gamma_{оп}=\Gamma_т.$$

Применение опытной характеристики $\Gamma_{оп}$ для анализа горения порохов

Исследования показали, что опытная функция Γ является хорошим анализатором горения порохов, и ее использование позволяет провести баллистический анализ горения порохов, т. е. выяснить на опыте влияние различных факторов на действительный закон образования газов.

Как было отмечено выше, основным критерием справедливости геометрического закона горения пороха является равенство

$$\Gamma_{оп}=\Gamma_т.$$

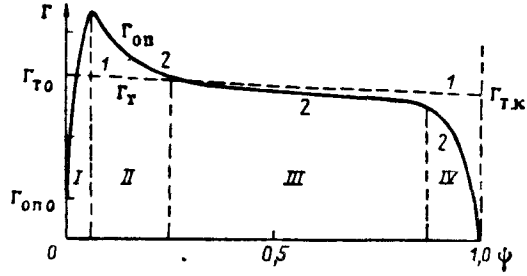
Функция $\Gamma_т=\frac{\varkappa}{e_1}u_1\sigma$ вычисляется заранее по форме и размерам пороха и величине u_1 и может быть построена в виде графика Γ, ψ.

Если кривая $\Gamma_{оп}=\frac{1}{p}\frac{d\psi}{dt}$ всеми точками совпадает с кривой $\Gamma_т$, ψ, то это является признаком горения пороха по геометрическому закону горения.

Если кривая $\Gamma_{оп}$ не совпадает с кривой $\Gamma_т$, ψ, то в местах расхождения имеются уклонения от геометрического закона горения.

Анализ горения порохов с простой формой зерна

Опыты показывают, что короткие трубки, ленты и крупные квадратные пластинки пироксилинового пороха в основном дают одинаковый характер отклонений от геометрического закона горения и одинаковый вид кривых $\Gamma_{оп}$, ψ (фиг. 3. 32).



Фиг 3 32 Характеристика Г, ψ для трубчатого и ленточного порохов

Все эти пороха горят с убыванием поверхности, и при постоянной величине u_1 теоретическая характеристика их, соответствующая геометрическому закону горения,

$$\Gamma_т = \frac{S_1}{\Lambda_1} u_1 \frac{S}{S_1} = \frac{\varkappa}{e_1} u_1 \sigma,$$

начинаясь с максимума, соответствующего мгновенному охвату пламенем всей поверхности, затем должна непрерывно и медленно убывать в связи с убыванием поверхности, как показано кривой *1-1* на фиг. 3. 32 пунктиром ($\Gamma_{т.к} < \Gamma_{то}$).

Опытная же характеристика $\Gamma_{оп}$, ψ (кривая *2-2*) отличается от теоретической: при давлении $p = 20 \div 40$ *кг/см*^{2} она начинается ниже $\Gamma_т$, быстро растет, пересекает ее, подымается выше до Γ_{max}, образуя начало так называемого «взмыва», ординаты которого постепенно убывают, сближаясь с теоретической кривой $\Gamma_т$ при $\psi \approx 0{,}30$; перед концом горения при $\psi = 0{,}85 \div 0{,}90$ $\Gamma_{оп}$ начинает все более резко убывать, стремясь в конце горения к нулю.

Таким образом, по изменению характеристики $\Gamma_{оп}$, ψ действительное горение пороха простой формы можно разделить на четыре фазы:

I фаза — резкое возрастание $\Gamma_{оп}$ до наибольшей величины представляет собой процесс постепенного воспламенения пороха, который заканчивается в момент достижения Γ_{max};

II фаза — взмыв или превышение $\Gamma_{оп}$ над $\Gamma_т$ и постепенное снижение взмыва — указывает на ускоренное горение наружных слоев пороха при давлениях до 600 *кг/см*^{2}, которое постепенно приближается к нормальному;

III фаза — нормальное горение, соответствующее геометрическому закону горения;

IV фаза — быстрое убывание $\Gamma_{оп}$ в конце горения, т. е. уменьшение горящей поверхности при постепенном догорании все более толстых элементов пороха после сгорания элементов наименьшей толщины.

Конец горения соответствует сгоранию наиболее толстого элемента в заряде. На вид этого участка влияет естественное разнообразие в толщинах элементов заряда, получающееся в процессе фабрикации пороха. Рассмотрим подробнее первые две фазы горения пороха.

Постепенное воспламенение пороха (влияние веса воспламенителя) *. Максимум $\Gamma_{оп}$ соответствует полному воспламенению всей поверхности заряда. Чем меньше давление воспламенителя, тем с меньшей величины начинается характеристика $\Gamma_{оп}$, и к моменту полного воспламенения уже сгорает довольно значительная часть заряда; при давлении газов воспламенителя $p_в = 20$ *кг/см*^{2} часть заряда, отвечающая моменту полного воспламенения $\psi_в$, составляет около 0,10. По мере увеличения давления $p_в$ растет начальная ордината $\Gamma_{оп0}$, и к моменту полного воспламенения сгорает меньшая часть $\psi_в$, при $p_в = 100 \div 120$ *кг/см*^{2} $\psi_в \approx 0{,}01$, т. е. практически кривая $\Gamma_{оп}$, ψ начинается с максимального значения. Это соответствует по существу мгновенному воспламенению. Следовательно, только при давлении газов воспламенителя $p_в = 120$ *кг/см*^{2} при опытах в бомбе можно считать воспламенение мгновенным. В других условиях эта величина может быть другой.

Неодновременное воспламенение поверхности заряда и частичное начало горения одних элементов пороха, пока другие еще не загорелись, вносит дополнительное разнообразие в толщины сводов к моменту полного воспламенения, а это сказывается на увеличении разнообразия в толщинах элементов и в последней фазе горения.

Опыты в бомбе подтвердили, что по мере увеличения давления воспламенителя Γ_{max} смещается к началу горения, а начало IV фазы — участка догорания элементов пороха, разных по толщине — переносится к концу горения и, следовательно, бо́льшая часть заряда горит однообразно.

---

* Подробное исследование и доказательство того, что процесс воспламенения протекает постепенно, изложено в диссертации М. Е. Серебрякова (1929 г.) и в учебнике «Внутренняя баллистика» (Оборонгиз, 1949, стр. 129—133) и подтверждено работами других авторов.

Подбирая ленты, строго одинаковые по толщине, и применяя воспламенитель, дающий $p_в \approx 120$ *кг/см*^{2}, можно получить кривую $\Gamma_{оп}$, ψ с очень малым IV участком догорания и характеристику $\Gamma_к$ в конце горения, стремящуюся не к нулю, а к конечной величине.

Следовательно, *увеличение давления воспламенителя, ускоряя воспламенение, улучшает и собственно горение пороха, делая его более однообразным.*

Это было подтверждено в 1933 г. стрельбами В. Г. Шеклейна, который, увеличивая вес воспламенителя и давление $p_в$ в орудии до определенного предела, получил уменьшение рассеивания начальной скорости снаряда, т. е. улучшил однообразие горения.

Наблюдение над толстыми длинными лентами, выброшенными из орудия при стрельбе недогоревшими, показало, что толщина их по длине неодинакова — тоньше в конце, расположенном к воспламенителю, и толще в конце, обращенном к снаряду. Это также подтверждает, что длинная лента воспламеняется по длине постепенно и неравномерно.

Процесс воспламенения ускоряется, если поверхность пороха шероховатая, и замедляется при полированной поверхности пороха.

На скорость процесса воспламенения большое влияние оказывает устройство заряда и форма воспламеняемого пороха: заряд зерненого мелкого пороха воспламеняется труднее, чем заряд трубчатого пороха, у которого каналы трубок и отверстия между соприкасающимися трубками являются хорошими путями для свободного прохода газов воспламенителя от одного конца каморы до другого.

При большой поверхности заряда, которая охлаждает газы воспламенителя, давление воспламенителя, получаемое на опыте в начале горения пороха, обычно получается ниже расчетного, определяемого по формуле

$$p_{в0} = \frac{f_в \omega_в}{W_0 - \frac{\omega}{\delta} - \alpha_в \omega_в}. \qquad (3.48)$$

Замечено также, что нитроглицериновые пороха воспламеняются хуже, чем пироксилиновые.

На процесс воспламенения заряда значительно влияет начальная температура пороха. Так, при изменении температуры пороха от $-45°$ до $+40°$ С время воспламенения уменьшается примерно в 3—6 раз.

Наличие в каморе (бомбе) свободного кислорода вместо воздуха увеличивает скорость воспламенения, но не влияет на скорость горения.

Все эти исследования доказали на опыте, что процесс воспламенения является не мгновенным, а постепенным, хотя и очень быстрым. Для улучшения однообразия действия заряда следует

конструировать его так, чтобы воспламенение пороха по возможности приближалось к мгновенному. В этом состоит требование рационального устройства заряда с точки зрения физического закона горения пороха.

Немгновенность воспламенения наблюдается и в ракетных камерах. Известно, что от давления воспламенителя зависит величина первого подъема давления в начале горения шашки, или величина первого максимума давления. Чем больше вес воспламенителя, тем больше первый максимум давления в начале горения.

При исследовании воспламеняемости анализ лучше проводить по характеристике $\Gamma_{оп}$ в функции времени t, а не ψ.

О влиянии природы воспламенителя на воспламенение пороха. Обычно в орудиях во всех средствах воспламенения заряда (капсюльные втулки, дополнительные воспламенители в мешочках на дне гильзы) применяется дымный ружейный или более крупный зерненый порох. Существует мнение, что дымный порох при одинаковом с бездымным порохом давлении $p_в$ (т. е. при большем примерно в три раза весе воспламенителя) воспламеняет заряд не только своими газами, но и накаленными твердыми или жидкими частицами и является лучшим воспламенителем, чем бездымный. Однако некоторые опыты показали, что твердые и жидкие частицы действуют интенсивно только на очень близком расстоянии от места своего образования, а сам воспламеняемый порох как бы фильтрует их и не дает им далеко проникнуть. Но кроме газов воспламенителя, заряд воспламеняется также той частью своих газов, которые образовались после воспламенения элементов заряда в непосредственной близости к воспламенителю.

В некоторых случаях наряду с дымным воспламенителем применяют и бездымный, большей частью пористый.

Причины взмыва (II фаза). Как показали опыты, взмыв на кривой $\Gamma_{оп}$, ψ присущ пироксилиновым порохам на летучем растворителе; чем толще порох, тем относительно выше взмыв.

Пороха на твердом растворителе (пироксилин+тротил) взмыва не дают. Для порохов баллиститного типа характерен сравнительно небольшой взмыв.

Одной из причин появления взмыва, т. е. ускоренного горения наружных слоев пироксилиновых порохов при сравнительно небольших давлениях (до $p=600$ *кг/см*^{2}), является нарушение коллоидной структуры наружных слоев пороха при его вымочке. Вымочка частично нарушает коллоидную структуру наружных слоев пороха, делает их пористыми. Чем толще пироксилиновый порох, чем больше время вымочки, тем больше нарушается коллоидная структура пороха, тем больше разница в скоростях горения наружных и внутренних слоев, тем больше взмыв.

Другой причиной появления взмыва может быть ускоренное горение наружных слоев пороха вначале при малых давлениях,

когда при малой общей скорости горения вступающие в реакцию горения наружные слои пороха успевают прогреваться на бóльшую глубину и до более высокой температуры, и это вызывает увеличение толщины реагирующего слоя и увеличение скорости горения u_1, приведенной к $p=1$, так как она зависит от этой толщины реагирующего слоя (см. стр. 134).

С этой точки зрения *взмыв есть ускоренное горение слоев пороха при сравнительно низких давлениях от 50 до 600 кг/см²* (по преимуществу у порохов на летучем растворителе).

При высоких плотностях заряжания на этом участке давлений горят наружные слои пороха; при малых плотностях заряжания ($\Delta<0{,}05$) и малых давлениях ($p<500$ *кг/см²*) все слои пороха горят ускоренно, взмыв охватывает весь процесс горения. В этом случае средняя скорость u_1 всего процесса горения будет тем выше, чем меньше плотность заряжания.

Особенности горения флегматизованных порохов

(Анализ на основе применения функции $\Gamma_{оп}$)

Процесс пропитки готового пороха веществом, замедляющим скорость горения, есть процесс флегматизации пороха. К флегматизирующим веществам относятся растворы камфоры, динитротолуола и некоторые другие. Так как процесс пропитки идет с наружной поверхности в глубь пороховых зерен, то, естественно, в наружных слоях концентрация флегматизатора выше, а скорость горения меньше, чем во внутренних.

На фиг. 3.33 показано распределение концентрации $C'/$. флегматизатора по толщине пороха.

Флегматизация должна проводиться так, чтобы флегматизатор не проникал во внутренние слои, которые должны гореть с нормальной скоростью.

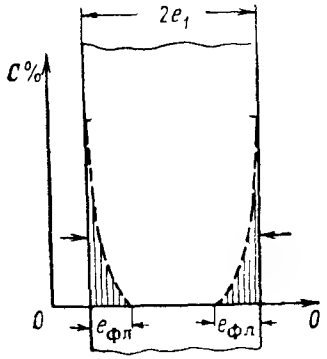
Чем больше концентрация флегматизатора в данном слое, тем медленнее он горит. Получается искусственное изменение скорости горения пороха u_1 от небольшой в наружных слоях до нормальной во внутренних. Вследствие изменения природы пороха от слоя к слою создается прогрессивно горящий порох даже при дегрессивной форме его (лента, пластинка, зерно с одним каналом).

Обработка результатов опытов, проводимых в бомбе, и построение графиков $\Gamma_{оп}$, ψ для обычного и флегматизованного порохов (фиг. 3.34) позволяет обнаружить не только влияние флегматизации на изменение характеристики прогрессивности горения Γ, но и определить закон изменения скорости горения от слоя к слою и глубину проникновения флегматизатора в толщу пороха.

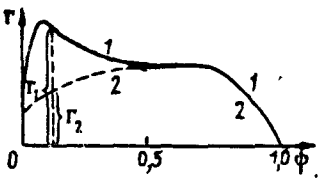
В самом деле, в то время как на кривой Γ, ψ нефлегматизованного пороха *1-1* имеется взмыв (фиг. 3.34), а затем падение

почти до $\psi=0{,}50$, у флегматизованного пороха взмыва нет, и кривая *2-2* Γ, ψ непрерывно возрастает от начала до $\psi\approx0{,}50$, создавая прогрессивное горение в первой половине процесса. Во второй половине горение идет так же, как и у обычного пороха; кривые *1* и *2* практически совпадают.

Это значит, что влияние флегматизации во второй половине горения уже не проявляется. Начало совпадения кривых Γ_1 и Γ_2 показывает, при каком значении ψ прекращается влияние флегматизатора, а следовательно, и на какую глубину проник флегматизатор. Никакими другими способами, кроме опытов в бомбе



Фиг. 3 33. Распределение флегматизатора по толщине



Фиг. 3.34 Кривые Γ, ψ для пороха до и после флегматизации.

и сравнения кривых Γ,ψ, нельзя обнаружить глубину проникновения флегматизации и характер изменения скорости горения от слоя к слою. Последнее находят делением значений Γ'' на Γ' при определенных последовательных одинаковых значениях ψ.

В самом деле, для обычного пороха

$$\Gamma_1=\frac{S_1}{\Lambda_1}\frac{S}{S_1}u_{11},$$

для флегматизованного пороха

$$\Gamma_2=\frac{S_1}{\Lambda_1}\frac{S}{S_1}u_{12}.$$

При одинаковых размерах и форме этих порохов величина $\frac{S_1}{\Lambda_1}\frac{S}{S_1}$ одна и та же и при делении сокращается.

Получаем

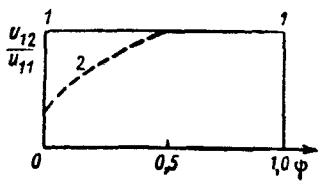
$$\frac{u_{12}}{u_{11}}=\frac{\Gamma_2}{\Gamma_1}.$$

Следовательно, отношение скоростей горения флегматизованного и нефлегматизованного порохов равно отношению характеристик Γ_2/Γ_1 тех же порохов. По мере горения с изменением ψ и

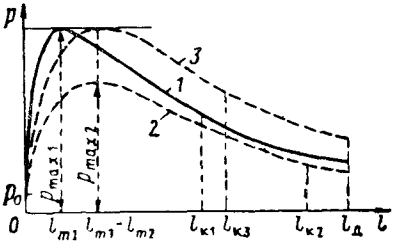
с изменением толщины слоя сгоревшего пороха отношение скоростей горения меняется.

Нанося полученные значения на график (фиг. 3.35), получим характер изменения величины u_1 по мере горения флегматизованного пороха.

Каковы преимущества флегматизованных порохов при стрельбе? Если нефлегматизованный порох дает начальную скорость



Фиг. 3.35. Изменение скорости горения u_1 при флегматизации.



Фиг. 3 36. Влияние флегматизации пороха на кривые p, l в орудии $\omega_2=\omega_1$, $p_{max\,2}<p_{max\,1}$; $v_{д2}<v_{д1}$. $\omega_3>\omega_1$; $p_{max\,3}=p_{max\,1}$; $v_{д3}>v_{д1}$.

снаряда $v_{д1}$ при давлении p_{max1} и кривую $(p, l)_1$ (фиг. 3.36), то при том же заряде флегматизованный порох вследствие понижения интенсивности газообразования и прогрессивного горения снижает давление p_{max2}, переносит его к дульному срезу и уменьшает скорость $v_{д2}$ [кривая $(p, l)_2$]. Но если увеличить вес заряда ($\omega_3>\omega_1$) до такой величины, чтобы наибольшее давление p_{max3} было одинаковым с p_{max1}, то повысится и начальная скорость снаряда ($v_{д3}>v_{д1}$) [кривая $(p, l)_3$].

Следовательно, *прогрессивность горения пороха позволяет, не повышая наибольшего давления* p_{max} *увеличить заряд, повысить общее количество энергии заряда и за этот счет увеличить начальную скорость снаряда.*

Такая закономерность была подтверждена при переходе от «желтого» нефлегматизованного винтовочного пороха В к флегматизованному Вл, который при том же давлении $p_{max}\approx 2800$ *кг/см*^{2} позволил в винтовке увеличить заряд с 2,40 до 3,25 *г* и повысить начальную скорость v_0 с 720 до 870 *м/сек.*

Ограничиваясь приведенными выше случаями применения функции $\Gamma_{оц}$, ψ к анализу горения порохов, заметим, что именно этим методом удалось:

1) обнаружить перераспределение нитроглицерина в нитроглицериновых порохах;

2) определить закон горения пористых порохов, имеющих вид мелких пористых «сухариков», и изменение интенсивности газо-

образования с изменением степени пористости и средней толщины сводов этих порохов;

3) определить закон горения вискозных порохов, имевших разную степень нитрации от наружных слоев внутрь и резко дегрессивный характер горения;

4) определить влияние состояния поверхности (гладкая, шероховатая) на воспламеняемость пороха;

5) определить влияние природы и формы пороха на его воспламеняемость;

6) определить влияние соприкосновения горящих поверхностей пороха на увеличение интенсивности газообразования.

Таким образом, опытная характеристика функции Г, ψ является хорошим анализатором процессов, происходящих при горении пороха.

3. 8. ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ПОРОХОВ С УЗКИМИ КАНАЛАМИ

Элементы теории неравномерного горения

Особый характер горения порохов с узкими каналами был замечен в двадцатых годах, когда при стрельбах порох Киснемского с большим числом узких и длинных каналов, изготовленный на основе геометрического закона горения, как порох высокой прогрессивности не только не дал ожидаемых результатов, но даже не показал преимуществ перед порохами с семью каналами.

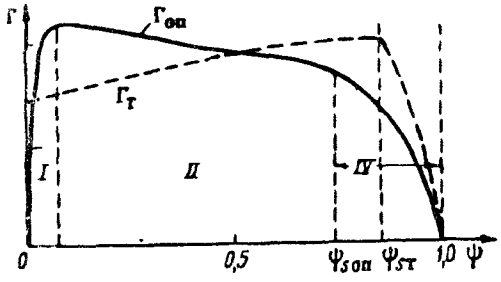
Кроме того, более поздние стрельбы обычными трубчатыми порохами разной длины и с различными диаметрами каналов также дали отклонения от основных положений геометрического закона горения. Эти положения не учитывают влияния на процесс горения диаметра канала и неправильно учитывают влияние длины каналов. На самом деле диаметр и длина канала существенно влияют на характер горения пороха.

Анализ показывает, что опытные характеристики Г, ψ порохов с узкими каналами отличаются от теоретических значительно больше, чем порохов простой формы (лента, короткая трубка), у которых на участке ψ от 0,3 до 0,8—0,9 опытные и теоретические кривые Г, ψ совпадают; у порохов с узкими каналами такого совпадения нет. Эти характеристики имеют вид, изображенный на фиг 3.37 (порох с семью каналами) и 3.38 (порох Киснемского с 36 каналами).

На приведенных диаграммах нет участка *III* совпадения опытных и теоретических кривых Г; резко расходясь в начале горения, после воспламенения (участок *I*) кривые $\Gamma_{оп}$ идут все время убывая (участок *II*), тогда как теоретически кривые $\Gamma_т$ непрерывно растут до момента распада. Опытные кривые Г, ψ совершенно не имеют участка прогрессивного горения, несмотря на прогрессивность формы. Кроме того, в отличие от теоретических на опыт-

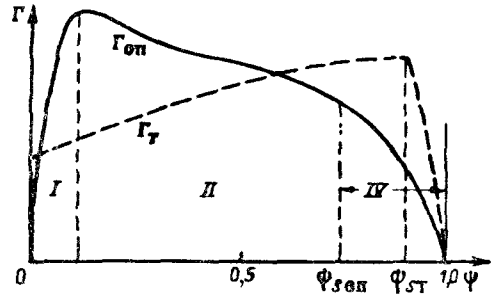
ных кривых нет угловой точки в момент распада (участок *IV*). Порох прогрессивной формы с узкими каналами горит тем дегрессивнее, чем прогрессивнее его форма.

Таким образом, действительное горение таких порохов имеет *обратный характер* по сравнению с тем, каким оно должно было бы быть по геометрическому закону горения



Фиг 3.37. Характеристика Г, ψ для зерна с семью каналами.

Как показали теоретические и экспериментальные исследования М. Е. Серебрякова (1925—1930 гг.), основной причиной такого характера горения является разница в условиях горения внутри каналов пороха и на его наружной поверхности, что создает *разницу в давлениях* внутри канала и снаружи зерна, а это приводит



Фиг. 3 38. Характеристика Г, ψ для зерна Киснемского с 36 каналами

к разнице в скоростях горения, причем эта разница в давлениях и скоростях горения тем больше, чем уже и длиннее каналы пороха.

Геометрический закон предполагает, что горение на всех поверхностях идет с одинаковой скоростью при одинаковых давлениях. Но это было бы справедливо в идеальном случае, если бы процесс горения пороха происходил настолько медленно, что малейшие различия в давлении в разных местах заряда успевали бы

выравниваться, т. е. если бы процесс горения протекал близко к бесконечно медленному, как это принимается в термодинамике для равновесных процессов.

На самом же деле процесс горения порохов развивается чрезвычайно быстро, давление в разных частях заряда и отдельных зерен не успевает выравниваться, и фактически каждый элемент горящей поверхности в разных местах горит при различных давлениях с разной скоростью. Это сказывается на общем изменении закона газообразования и на общей интенсивности горения.

Разница в интенсивности горения сказывается наиболее резко при горении порохов с узкими каналами. Наличие узких и длинных каналов создает особые условия, которые усложняют воспламенение и горение таких порохов.

Ниже дается анализ особенностей горения порохов с узкими каналами и излагается краткая теория горения таких порохов, учитывающая особые закономерности их горения.

Влияние близкого соприкосновения горящих поверхностей

Если на открытом воздухе зажечь две ленты пороха, то каждая в отдельности горит спокойно. Но если их сблизить так, чтобы их горящие поверхности соприкасались, то интенсивность горения резко возрастает, и газы с силой выбиваются из щели между горящими плоскостями.

Это показывает, что между близко соприкасающимися горящими поверхностями создается повышенное давление газов.

Специальные опыты в бомбе подтвердили, что при одинаковой форме пороховых элементов интенсивность горения зависит от взаимного расположения горящих поверхностей. Испытываемые заряды состояли из одной трубки и одного прута нитроглицеринового пороха, диаметр которого был немного меньше внутреннего диаметра трубки. В одном случае трубка и прут лежали рядом, в другом прут был вложен в трубку.

В первом случае кривая Γ, ψ получилась нормальная.

Во втором случае после воспламенения интенсивность горения резко возросла, ордината $\Gamma''_{оп}$ увеличилась почти вдвое по сравнению с ординатой Γ', а общее время сгорания $t_к$ уменьшилось*.

Эти опыты показали, что резкое увеличение интенсивности газообразования объясняется не увеличением поверхности горения (которая в обоих опытах одна и та же), а увеличением скорости горения пороха, вызванным повышением давления в узкой щели между прутом и трубкой (как и на открытом воздухе). Такое же увеличение давления и скорости горения наблюдается в некоторых случаях при горении порохов в каморах реактивных снарядов.

* М. Е. Серебряков, Внутренняя баллистика, Оборонгиз, 1949, стр 144—146.

Это явление позволяет объяснить и особый характер горения в узких и длинных пороховых каналах, где горящие поверхности тоже близко соприкасаются, и давление повышается тем больше, чем длиннее и уже канал.

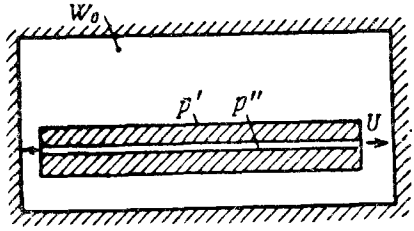
По мере разгорания каналов горящие поверхности удаляются одна от другой, интенсивность газообразования падает, характеристика Г убывает.

Полученные наблюдения и результаты легли в основу разработки теории неравномерного горения порохов с узкими каналами.

Элементы теории неравномерного горения порохов с узкими каналами

К порохам с узкими каналами можно отнести такие пороха, у которых отношение длины $2c$ порохового канала к его диаметру d настолько велико, что становится существенным различие в условиях воспламенения и горения внутри порохового канала и на наружной поверхности.

При узких и длинных каналах создаются условия, способствующие повышению давления в них по сравнению с давлением на наружной поверхности зерна. При равенстве давлений газы не смогли бы выходить из каналов наружу, а это противоречит физической сущности явления. На основе имеющихся зависимостей можно доказать, что скорость нарастания давления внутри каналов будет значительно больше, чем скорость нарастания давления на наружной поверхности зерен пороха, а это неизбежно приведет к повышению давления внутри каналов и к истечению газов из них.



Фиг 3.39. Схема горения пороха с узкими каналами.

Возьмем простейшую схему горения зерна с каналами в бомбе объемом W_0 и покажем, что давление p'' внутри каналов должно быть больше давления p' на наружной поверхности (фиг. 3.39).

Предварительно рассмотрим, какие параметры определяют скорость нарастания давления dp/dt при горении порохов без каналов.

Для скорости нарастания давления формула (3.38) примет вид

$$\frac{dp'}{dt} = \frac{f\Delta\left(1-\frac{\Delta}{\delta}\right)}{\Lambda_\psi^2}\,\frac{S_1}{\Lambda_1}\,\frac{S}{S_1}\,u_1 p'. \qquad (3.49)$$

Для начала горения $\left(\psi=0;\ \ \sigma=1;\ \ \Lambda_\psi=\Lambda_\Delta=1-\frac{\Delta}{\delta}\right)$

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_0=\frac{f\Delta}{1-\frac{\Delta}{\delta}}\frac{S_1}{\Lambda_1}u_1p_{в0}=\frac{f\omega}{W_0-\frac{\omega}{\delta}}\frac{S_1}{\Lambda_1}u_1p_{в0}.$$

Так как

$$\frac{\omega}{\Lambda_1}=\delta,$$

то

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_0=f\delta u_1\frac{S_1}{W_0-\frac{\omega}{\delta}}\cdot p_{в0}. \tag{3.50}$$

В этих выражениях f, δ, u_1 — характеристики природы пороха;

$p_{в0}$ — давление воспламенителя, при котором начинает гореть порох;

$\frac{S_1}{W_0-\frac{\omega}{\delta}}=\frac{S_1}{V_0}$ — отношение горящей поверхности в начале горения к тому объему, в который отделяются газы с этой поверхности.

При данной природе пороха (f, δ, u_1) и данном начальном давлении $p_{в0}$ скорость нарастания давления в объеме V_0 определяется отношением S_1/V_0; величина горящей поверхности S_1, приходящаяся на единицу объема, в который отделяются газы с этой поверхности, *имеет определяющее значение.*

Величину S_1/V_0 обозначим ζ^*_0. Тогда для пороха без каналов

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_0=f\delta u_1\zeta_0p_{в0}. \tag{3.50'}$$

Применим теперь эту общую формулу отдельно для канала и для наружной поверхности, считая, что газы с поверхности канала S'' будут отделяться сначала в объем канала V_0'', а газы с наружной поверхности S' будут отделяться в свободный объем бомбы $V_0'=W_0-\left(\frac{\omega}{\delta}+NnV_0''\right)$, где N — число зерен в заряде, n — число каналов в зерне. Размеры всех каналов принимаем одинаковыми.

Для каждого канала

$$\zeta_0''=\frac{S_1''}{V_0''}=\frac{\pi d_0 2c}{\frac{\pi}{4}d_0^2 2c}=\frac{4}{d_0}; \tag{3.51}$$

* М. Е. Серебряков, Введение в изучение физического закона горения, Диссертация, 1929, стр. 196—205.

для наружной поверхности S_0' всего заряда, состоящего из N зерен:

$$\zeta_0' = \frac{S_0'}{V_0'} = \frac{S_0'}{W_0 - \left(\frac{\omega}{\delta} + NnV_0''\right)},$$

где $\frac{\omega}{\delta} + NnV_0''$ — объем всех зерен вместе с каналами.

Начальная наружная поверхность S_0' меньше, чем вся начальная поверхность S_1.

Обозначим

$$\alpha_1' = \frac{S_0'}{S_1},$$

где $\alpha_1' < 1$.

Имея в виду, что

$$\frac{S_1}{\Lambda_1} = \frac{\varkappa}{e_1} \quad \text{и} \quad S_1 = \Lambda_1 \frac{\varkappa}{e_1} = \frac{\omega}{\delta}\frac{\varkappa}{e_1},$$

получим

$$\zeta_0' = \frac{\alpha_1' S_1}{W_0 - \left(\frac{\omega}{\delta} + NnV_0'\right)} = \frac{\alpha_1'}{V_0'}\frac{\omega}{\delta}\frac{\varkappa}{e_1} = \alpha_1'\frac{\varkappa}{e_1}\frac{\frac{\Delta}{\delta}}{1 - \frac{\Delta}{\delta} - \frac{\sum V_0''}{W_0}} \qquad (3.52)$$

или

$$\zeta_0' = \alpha_1'\frac{\varkappa}{e_1}\frac{1}{\frac{\delta}{\Delta} - 1 - \frac{\sum V_0''}{\Lambda_1}} \qquad (3.53)$$

Величина ζ_0', определяющая скорость нарастания давления в объеме бомбы, зависит от плотности заряжания Δ, толщины пороха, характеристики формы $\varkappa$ и величины α_1'. Значения α_1' для существующих порохов приведены в табл. 3.11. Там же даны значения $\alpha_1'' = 1 - \alpha_1'$ — относительной поверхности каналов.

Беря отношение ζ_0''/ζ_0', получим

$$\frac{\zeta_0''}{\zeta_0'} = \frac{4}{\varkappa}\frac{1}{\alpha_1'}\frac{e_1}{d_0}\left(\frac{\delta}{\Delta} - 1 - \frac{\sum V_0''}{\Lambda_1}\right),$$

где

$$\frac{\sum V_0''}{\Lambda_1} = \frac{nd_0^2}{D_0^2 - nd_0^2} = \frac{1}{\frac{D_0^2}{nd_0^2} - 1}.$$

Таблица 3.11

Таблица значений коэффициентов α_1' и α_2'

Порох	α_1'	α_1''
Трубчатый:		
$d_0=e_1$	0,83	0,17
$d_0=2e_1$	0,75	0,25
$d_0=3e_1$	0,70	0,30
С семью каналами:		
$d_0=e_1$	0,65	0,35
Кисиемского с 36 каналами:		
$a_0=e_1$	0,38	0,62

Отношение ζ_0''/ζ_0' зависит не от абсолютных размеров, а от отношения e_1/d_0 и плотности заряжания Δ.

Расчеты показали, что для порохов с семью каналами при $\Delta=0{,}20$ *кг/дм*^{3} $\zeta_0'' \approx 70\zeta_0'$, т. е. $\zeta_0'' \gg \zeta_0'$, поэтому

$$\left(\frac{dp''}{dt}\right)_0 \gg \left(\frac{dp'}{dt}\right)_0,$$

т. е. скорость нарастания давления внутри каналов значительно больше, чем на наружной поверхности пороха, а в таком случае и давление p в каналах больше давления на наружной поверхности. Под влиянием этой разницы в давлениях начнется истечение газов, и хотя при этом давление будет выравниваться, но процесс горения идет настолько быстро, что до распада зерна неравенство $p''>p'$ сохраняется.

Таким образом, узкие и длинные каналы пороха создают *условия неравномерности горения* пороха на его различных поверхностях, так что он горит, значительно отклоняясь от геометрического закона горения.

Поэтому и теория горения таких порохов получила название *теории неравномерного горения.*

По мере горения пороха d растет, $\zeta''=4/d$ убывает обратно пропорционально диаметру, ζ' слабо убывает, отношение $\zeta'':\zeta'$ убывает за время горения в 2—3 раза, и различия в условиях горения выравниваются.

Если увеличивать плотность заряжания, то отношение ζ_0''/ζ_0' будет убывать. При $\Delta=0{,}70$ *кг/дм*^{3} $\zeta_0'' \approx 8\zeta_0'$. Следовательно, условия горения при высоких плотностях заряжания становятся более равномерными. Одинаковыми они могут стать только при

$\Delta = 1{,}25$ *кг/дм*^{3}, но пороха Киснемского и с семью каналами не позволяют осуществить такую плотность заряжания. Предельная плотность заряжания для них в зависимости от размеров колеблется в пределах 0,80—0,90. Чем мельче порох, тем бо́льшую плотность заряжания может он дать.

Итак, при очень быстром сгорании порохов с узкими каналами внутри каналов развивается давление p'', большее, чем p' на наружной поверхности, и начинается истечение газов из канала, что будет выравнивать создавшуюся разность в давлениях p'' и p'.

При горении пороха по мере увеличения диаметра канала условия горения становятся более однородными, отношения ζ''/ζ' и p''/p' тоже будут уменьшаться, приближаясь к единице.

Более строгое решение задачи о горении порохов с узкими каналами и об истечении газов из каналов представляет собой комплексную и чрезвычайно сложную газодинамическую задачу с учетом непрерывного образования на поверхности канала новых масс пороховых газов, постепенно включающихся в общий поток.

Эту задачу можно решить методом характеристик, но ввиду громоздкости его используют только для контроля точности решений, получаемых различными приближенными методами.

Аналитическое решение такой газодинамической задачи было дано инж. И. Б. Погожевым. Вследствие сложности ее решения приведем лишь некоторые уточнения физической картины явления.

1. В начале движения газов в каналах возникает колебательная фаза, которая быстро гасится массами газа, отделяющимися в поток с поверхности канала. После этого параметры газового потока внутри каналов меняются плавно, и его можно считать почти установившимся.

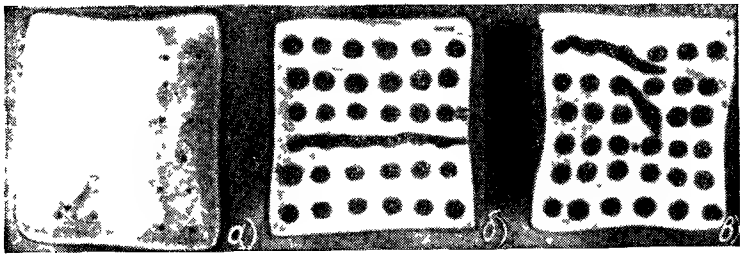
2. При горении в пороховом канале и при истечении газов через торцовые отверстия перепад давления получается в 2 раза больше, чем в условиях обычного движения газов в цилиндрической трубе. Такая разница объясняется тем, что в пороховом канале перепад давления не только сообщает движение уже имеющейся основной массе потока, но и приводит в движение новые газы, выделяющиеся с поверхности канала.

3. При чрезмерно большой относительной длине канала давление внутри каналов может резко нарастать и вызвать разрушение порохового элемента, что и наблюдалось на опытах (фиг. 3.40).

4. Плотность заряжания может оказать существенное влияние на процессы в каналах пороха именно при длинных каналах, причем увеличение Δ обеспечивает более равномерное горение заряда в течение всего процесса. Это было подтверждено и стрельбами.

5. При увеличении относительной длины канала $2c/d$ скорость горения в каналах растет, а полный импульс давления $I_к$ убывает

При неравномерном горении под разными давлениями порох горит так, как будто поверхность его каналов увеличивается в отношении p''/p'. В действительности увеличивается скорость горения в каналах. Отсюда можно сделать вывод, что если при горении пороха давление и скорость горения в каналах больше, чем



Фиг 3 40 Горение пороха Киснемского с очень узкими каналами
а—до горения, *б, в*—в промежуточный момент

на наружной поверхности, то при данном ψ интенсивность газообразования Γ_{II} обязательно будет больше, чем Γ_I, вычисленная в предположении равномерного горения.

В самом деле, при равномерном горении

$$\Gamma_I = \frac{Su_1}{\Lambda_1} = \frac{S' + S''}{\Lambda_1} u_1;$$

при неравномерном

$$\Gamma_{II} = \frac{S'u' + S''u''}{\Lambda_1} \frac{1}{p'} = \frac{S' + S'' \dfrac{p''}{p'}}{\Lambda_1} u_1.$$

Разница между Γ_{II} и Γ_I при действительном и геометрическом законе горения зависит от отношения $u''/u' = p''/p'$.

Так как отношения ζ''/ζ' и p''/p' меняются с изменением плотности заряжания, то кривые Γ_{II} при разных Δ не совпадут, как Γ, ψ у порохов простой формы, а будут располагаться одна под другой и тем ниже, чем больше плотность заряжания.

По мере горения и увеличения диаметра канала отношения ζ''/ζ' и p''/p' убывают; кривая Γ_{II}, сначала значительно поднявшись над теоретической Γ_I, будет постепенно сближаться с нею. Это наблюдается и в действительности, что подтверждает правильность выводов теории неравномерного горения.

Чем уже и длиннее каналы, чем больше их число в зерне, тем больше отношение поверхности всех каналов S'' к общей поверхности S_1, и чем больше коэффициент α_1' отличается от единицы,

тем резче сказывается неравномерность горения, тем больше уклоняется горение пороха от геометрического закона горения. Это и наблюдалось на практике при горении порохов Киснемского с 36 каналами, у которого $\alpha_1'' = \frac{S_0''}{S_1} = 0{,}62$.

Влияние длины каналов пороха на прогрессивность горения

С точки зрения геометрического закона горения чем у́же и длиннее каналы при данной толщине пороха, тем прогрессивнее форма пороха со многими каналами.

Для пороха трубчатой формы по геометрическому закону диаметр канала не влияет на прогрессивность и характеристики формы $\varkappa$ и λ, а с увеличением длины порох становится менее дегрессивным.

Опыты в бомбе и многочисленные результаты стрельб *опровергают эти положения* как для трубчатого пороха, так и для порохов со многими каналами и подтверждают выводы теории неравномерного горения порохов с узкими каналами.

При исследовании порохов Киснемского с 36 каналами было установлено следующее.

Теоретически с уменьшением длины бруска пороха Киснемского в 4, 8 и 10 раз прогрессивность формы $\sigma_к = S_к/S_1$ уменьшается от 2,17 до 1,20, а начальная оголенность за счет увеличения поверхности горения от плоскостей разрезов возрастет с 1,37 до 1,89.

Следовательно, чем длиннее брусок, тем больше его прогрессивность формы.

На самом деле, при сжигании в бомбе брусков пороха Киснемского полной и укороченной длины опытные характеристики прогрессивности $\Gamma_{оп}$, ψ к моменту полного воспламенения поднимаются тем выше, а затем падают тем резче, чем длиннее брусок, т. е. располагаются обратно тому, как следовало бы по геометрическому закону горения.

Таким образом, чем длиннее брусок, тем дегрессивнее его горение, тем больше уклоняется горение пороха с узкими каналами от геомегрического закона.

При сравнении опытных кривых Γ, ψ брусков разной длины при некоторой определенной длине получается оптимальная кривая Γ, ψ с наименьшим падением; при дальнейшем укорачивании бруска горение становится опять более дегрессивным.

На практике существует определенное оптимальное соотношение длины и диаметра каналов, при которой горение получается наименее дегрессивным Для пороха Киснемского с 36 каналами при $\Delta = 0{,}18$ *кг/дм*^{3} это отношение $(2c/d)_{опт} = 11$.

При увеличении плотности заряжания изменяется величина ζ' и отношение ζ''/ζ', а следовательно, должна измениться и вели-

чина $(2c/d)_{\text{опт}}$, при которой горение получается наиболее прогрессивным или наименее дегрессивным.

Эти выводы о наивыгоднейшей длине порохов со многими каналами нельзя получить на основе геометрического закона горения.

Опыты в бомбе, давшие столь парадоксальные выводы с точки зрения геометрического закона горения, были проверены специальными стрельбами из орудия порохами Киснемского разной длины, отпрессованными через одну и ту же матрицу, при отношении длины брусков к стороне канала $\frac{2c}{a_0}=220$, 66 и 22.

Результаты стрельб подтвердили, что очень длинные бруски порохов с каналами горят более дегрессивно, чем короткие. Данному сечению бруска с каналами в определенных условиях стрельбы соответствует своя оптимальная длина.

При стрельбе порохом с семью каналами при том же давлении $p_{\max}$ получили ту же скорость снаряда, что и при стрельбе порохом Киснемского второго образца $\left(\frac{2c}{a_0}=66\right)$.

Следовательно, порох с семью каналами при более простой технологии изготовления почти равноценен в баллистическом отношении пороху Киснемского с 36 квадратными каналами с более сложной и трудной технологией.

Эти испытания показывают, что влияние прогрессивности формы пороха при действительном его горении как в бомбе при малых Δ (до 0,25), так и при стрельбе из орудия ($\Delta=0{,}65\div0{,}75$) не соответствует данным геометрического закона горения.

При стрельбе трубчатым порохом с одним каналом получаются практически те же результаты, что и при стрельбе порохом с семью каналами при том же заряде и при соотношении толщин сводов $(2e_1)_{7\text{кан}}:(2e_1)_{\text{трубч}}=0{,}75$.

Таким образом, неравномерные условия горения в узких каналах и на наружной поверхности ($\zeta''>\zeta'$) приводят к разнице в давлениях ($p''>p'$), что снижает прогрессивность горения.

Для получения равномерных условий горения наилучшим можно считать заряд из трубчатого пороха, целиком заполняющий трубками поперечное сечение каморы. Для такого заряда ζ'' близко к ζ' и $\zeta''/\zeta'\approx1$, т. е. наружные и внутренние поверхности горят в одинаковых условиях, что соответствует геометрическому закону горения. Такие же результаты дает длинный брусок Уолша с широкими каналами.

Горение трубчатых порохов. При геометрическом законе горения характеристики формы трубчатых порохов зависят только от соотношения толщины и длины трубки и не зависят от диаметра канала.

В самом деле,

$$\alpha=0,\quad \beta=\frac{2e_1}{2c},\quad \varkappa=1+\beta,\quad \lambda=-\frac{\beta}{1+\beta},$$

$$\sigma_к=1+2\lambda=1-\frac{2\beta}{1+\beta}=\frac{1-\beta}{1+\beta}.$$

Как видно, величина диаметра канала трубки d_0 в эти формулы не входит. Однако стрельбы из орудия показали, что с увеличением диаметра канала (при данном весе заряда и при той же толщине e_1) давление p_{max} уменьшается, так как интенсивность горения падает, и несколько убывает скорость снаряда v_0. С уменьшением диаметра канала p_{max} и v_0 растут.

Это показывает, что с уменьшением диаметра канала, а следовательно, с увеличением относительной длины канала $2c/d$, действительная дегрессивность трубчатого пороха растет (вопреки положениям геометрического закона горения).

Стрельбы показали также, что при укорочении заряда из трубчатого пороха (в 2—3 раза) давление p_{max} и скорость снаряда v_0 падают. Вопреки положениям геометрического закона действительное горение с уменьшением длины трубки становится не более; а менее дегрессивным, т. е. короткая трубка горит более прогрессивно, чем длинная.

Таким образом, и опыты в бомбе, и стрельбы из орудия подтверждают основные закономерности и выводы теории неравномерного горения пороха в орудии. Но при оценке действительной прогрессивности горения пороха нельзя делать заключение только на основе опытов в бомбе при одной плотности заряжания, а необходимо учитывать условия горения и их изменение по мере горения пороха, а также влияние на них изменения плотности заряжания по мере движения снаряда (см. стр. 244—246).

3. 9. ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ДИАГРАММЫ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

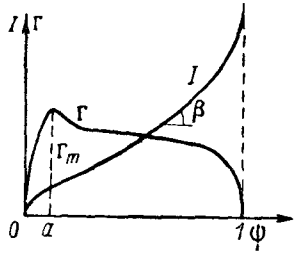
Интегральные кривые I, ψ как характеристики горения пороха; связь их с характеристиками прогрессивности горения Γ, ψ

По данным кривой давления p, t, полученной из опытов в манометрической бомбе, можно рассчитать значения ψ, Γ и величину $I=\int_0^t p\,dt$, выражающую площадь кривой p, t. Полученные зависимости Γ, ψ и I, ψ наносятся на график и выражают определенные закономерности при действительном горении пороха.

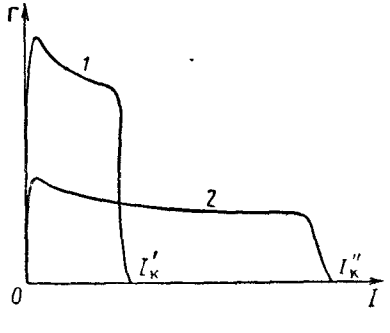
Значение функции Γ, ψ как анализатора влияния различных факторов на закон горения пороха было разобрано выше. Вид ее зависит от размеров и формы пороха, от величины воспламенителя, от неоднородности пороха химической (флегматизация) или физической структуры (пористость), от длины и диаметра каналов пороха и т. д.

Интегральная кривая I, ψ тоже является характеристикой горения пороха и также (хотя и не так резко) меняет свой вид в зависимости от указанных выше факторов; в некоторых случаях она бывает очень удобна для анализа процессов горения пороха.

Между кривыми I, ψ и Γ, ψ имеется определенная однозначная зависимость.



Фиг. 3.41. Кривые I, ψ и Γ, ψ; их связь между собой



Фиг. 3 42 Кривые Γ, I при разных толщинах пороха.
1—тонкий порох, *2*—толстый порох

Если взять производную функции I, ψ, то

$$\frac{dI}{d\psi} = \operatorname{tg}\beta = \frac{p\,dt}{d\psi} = \frac{1}{\Gamma},$$

т. е. Γ — котангенс угла β кривой I, ψ при данном значении ψ (фиг. 3.41).

Так как при прогрессивном горении Γ, ψ растет, то угол кривой I, ψ убывает, и на этом участке кривая I, ψ обращена выпуклостью вверх к оси I; при дегрессивном горении кривая I, ψ обращена выпуклостью к оси ψ.

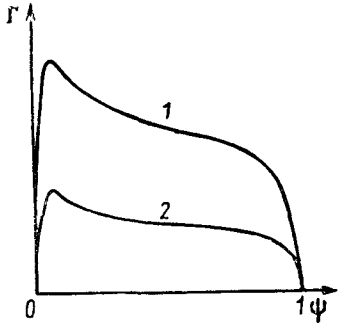
Следовательно, по характеру выпуклости или вогнутости кривой I, ψ к оси ψ можно судить о прогрессивности или дегрессивности горения пороха.

Все факторы, влияющие на Γ, ψ, будут также влиять и на вид кривой I, ψ.

Величину $\Gamma_{оп} = \frac{1}{p}\frac{d\psi}{dt}$ можно представить иначе, учитывая, что $p\,dt = dI$ — приращение импульса давления газов за время dt. В таком случае, $\Gamma_{оп} = \frac{d\psi}{dI}$. Откладывая Γ по оси ординат, а $I = \int_0^t p\,dt$ — по оси абсцисс, получим $\Gamma\,dI = d\psi$, $\int_0^I \Gamma\,dI = \int_0^\psi d\psi = \psi$, и для конца горения $\int_0^{I_к} \Gamma\,dI = \int_0^1 d\psi = 1$.

Таким образом, *площадь кривой* Γ, I *от начала до конца горения пороха для всех без исключения порохов постоянна и равна единице.*

Чем тоньше порох, чем меньше $I_к$, тем больше интенсивность газообразования Г, тем быстрее он сгорает. Но $\int_0^{I_к} \Gamma\, dI = 1$ в обоих случаях (фиг. 3. 42). Те же характеристики Г в функции ψ дадут зависимости, изображенные на фиг. 3. 43.



Фиг. 3 43 Кривые Г, ψ при разной толщине пороха.
1—тонкий порох, *2*—толстый порох

Характеристику $\Gamma_{оп}$ можно строить в функции ψ, I и t в зависимости от того, влияние какого фактора надо выяснить.

Применение интегральных кривых к определению коэффициента скорости горения u_1

Скорость горения при $p=1$ или коэффициент скорости горения u_1 определяется по формуле (3.4):

$$u_1 = \frac{e_1}{\int_0^{t_к} p\, dt} = \frac{e_1}{\int_{\psi=0}^{\psi=1} p\, dt}.$$

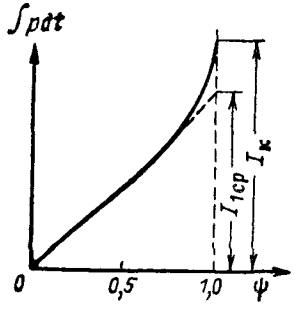
Но при практическом ее применении возникают затруднения.

Эта формула была получена в предположении, что все элементы заряда имеют строго одну и ту же толщину $2e_1$ и что мгновенное воспламенение не нарушает первоначальной одинаковой толщины.

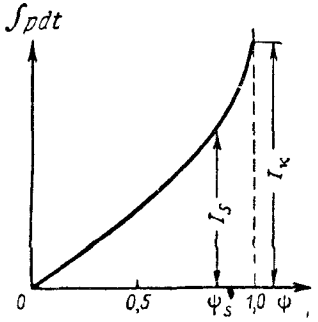
На самом деле толщина пороха в заряде имеет отклонения от среднего значения в пределах допусков, затем при постепенном воспламенении первоначальная однородность толщины еще нарушается. Полный импульс давления $\int_0^{t_к} p\, dt$ соответствует сгоранию наиболее толстого элемента заряда, который обычно неизвестен.

При измерении $10 \div 20$ зерен пороха определяется средняя толщина $2e_{1ср}$. Так что в формуле для расчета $u_1 = \frac{e_{1ср}}{\int_0^{t_к} p\,dt}$ знаменатель не соответствует средней толщине, которую только и можно ставить в числитель.

Поэтому для определения на опыте величины u_1, зависящей от природы пороха при сгорании его средней толщины, надо в знаменателе брать величину $\int p\,dt$, отвечающую средней толщине $e_{1ср}$, а не наибольшей, которая неизвестна.



Фиг 3.44. Определение u_1 для дегрессивных порохов



Фиг. 3.45. Определение u_1 для порохов прогрессивной формы.

Для этого строим кривую I, ψ (фиг. 3.44); для ленточных и трубчатых порохов она обычно после $\psi \approx 0{,}90$ довольно круто загибается кверху; это соответствует догоранию более толстых элементов заряда и снижению Γ, ψ до нуля. Для определения величины интеграла I_1, соответствующего средней толщине, продолжают по лекалу кривую I, ψ на участке от $\psi = 0{,}5 \div 0{,}85$ до пересечения с ординатой при $\psi_к = 1$. Эта ордината I_1 будет с некоторым приближением соответствовать средней толщине пороха $e_{1ср}$.

Таким образом, получим зависимость $u_1 = e_{1ср}/I_1$, по которой и рассчитываются опытные значения u_1 для ленточных и трубчатых порохов, горящих без распада.

Примечание. Для устранения влияния постепенного воспламенения на начальный участок кривой I, ψ при слабых воспламенителях можно рекомендовать следующую зависимость:

$$u_1 = \frac{0{,}8e_{1ср}}{\int_{0{,}1}^{0{,}9} p\,dt} = \frac{0{,}8e_{1ср}}{I_{0{,}1}^{0{,}9}}.$$

Для порохов со многими каналами, горящих с распадом, надо после измерения их размеров вычислить теоретическую величину ψ_s к моменту распада и взять из диаграммы I, ψ значение $I_s=\int_0^{\psi_s} p\,dt$ при $\psi=\psi_s$ (фиг. 3.45). Допуская, что к этому моменту сгорела толщина $e_{1ср}$, определим u_1 по формуле

$$u_1=\frac{e_{1ср}}{I_s}=\frac{e_{1ср}}{\int_0^{\psi_s} p\,dt}.$$

Так как пороха с узкими каналами горят с разной скоростью внутри каналов и на наружной поверхности, то определение u_1 для этих порохов является условным, зависит от плотности заряжания Δ и может дать лишь сравнительные результаты при данной плотности заряжания.

Для таких порохов обычно дают значения u_1 при $\Delta=0{,}23$ *кг/дм*^{3}.

Значение интегральных диаграмм для установления закона скорости горения

Выше было показано, что если при разных плотностях заряжания интегральные кривые I, ψ совпадают, то это может быть лишь при законе скорости горения $u=u_1 p$, причем $u_1=\text{const}$.

Если же при разных плотностях заряжания интегральные кривые идут расходящимся пучком, располагаясь тем выше, чем больше плотность заряжания, то это соответствует закону скорости горения $u=Ap^\nu$, где $\nu<1$.

При $\nu>1$ интегральные кривые располагались бы в обратном порядке.

Совпадение кривых I, ψ обычно получается на практике для порохов на нелетучем растворителе или пироксилиновых с простой формой зерна — лента, прут, короткая трубка, короткие флегматизованные зерна пороха Вт или Вл при $\Delta=0{,}15\div0{,}25$ (фиг. 3.46)

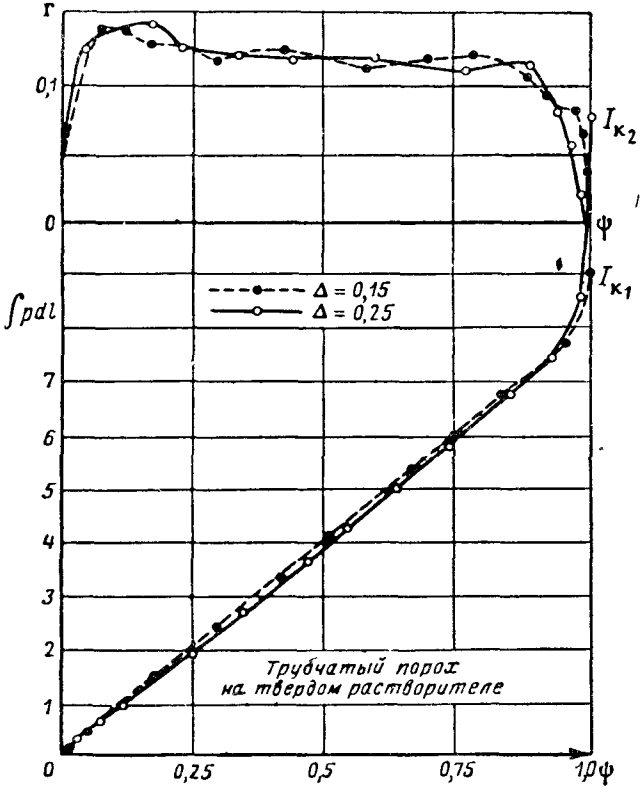
При анализе опытов с такими порохами при разных Δ (от 0,15 до 0,25) наблюдается такой же разброс кривых, как и при нескольких опытах при одной и той же плотности заряжания Δ; совпадение при разных Δ можно считать в пределах погрешности опыта.

Пороха с семью каналами, даже из той же массы, что и ленточный, при тех же Δ дают явно выраженный пучок расходящихся кривых I, ψ, располагающихся тем выше, чем больше плотность заряжания (фиг. 3.47). Такой закономерности формально соответствует закон скорости горения $u=Ap^\nu$. По величине расхождения кривых I, ψ можно рассчитать ν.

Среднее значение ν определяется по формуле

$$\nu = 1 - \frac{\lg \frac{I_{\Delta 2}}{I_{\Delta 1}}}{\lg \frac{p_{s2}}{p_{s1}}},$$

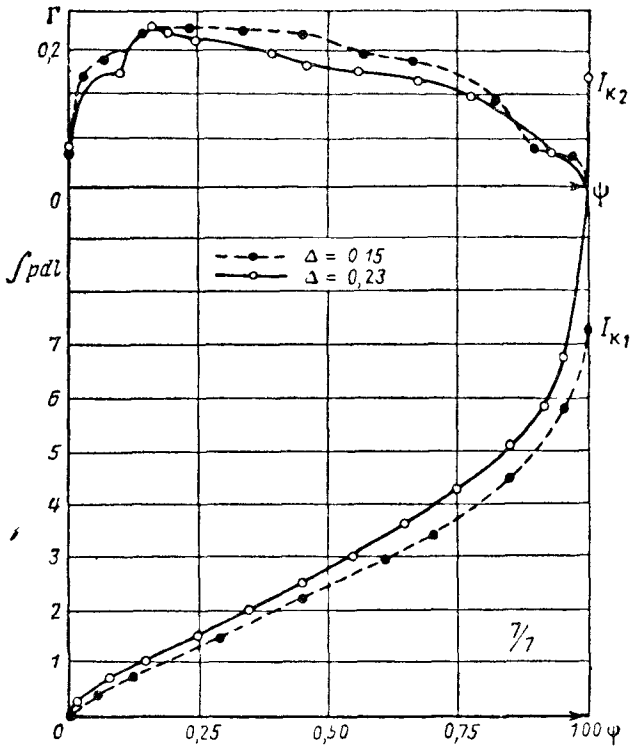
где $I_{\Delta 2}$ и $I_{\Delta 1}$ — значения импульсов давления от 0 до $\psi_s = 0{,}70$ при плотностях заряжания Δ_2 и Δ_1; p_{s2} и p_{s1} — значения давлений при том же ψ_s для тех же Δ. Для большого числа порохов с семью каналами разных марок $\nu = 0{,}83 \approx \frac{5}{6}$.



Фиг. 3 46 Кривые I, ψ и Γ, ψ для трубчатого пороха на твердом растворителе.

Получается, что перемещение реакции горения в глубь зерна зависит не от природы пороха, а от его формы, от внешних условий. Но это кажущееся противоречие объясняется на основе теории неравномерного горения. В самом деле, при неравномер-

ном горении характеристика $\Gamma_{II}=u_1\frac{S'+S''\frac{p''}{p'}}{\Lambda_1}$, где отношение p''/p_1' при данном ψ зависит от плотности заряжания Δ и меняется с ее изменением.



Фиг. 3.47. Кривые I, ψ и Γ, ψ для пороха с 7 каналами марки 7/7

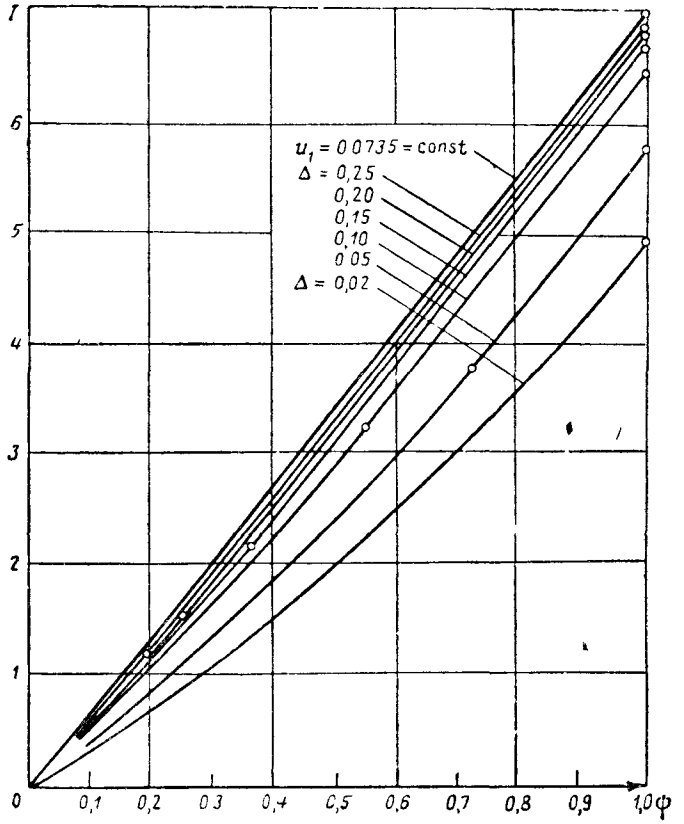
Чем больше Δ, тем ζ'' ближе к ζ', тем p''/p' ближе к единице, тем ниже располагается кривая Γ, ψ. А так как Γ — котангенс угла кривой I, ψ, то при разных Δ кривые I, ψ будут располагаться тем выше, чем больше Δ.

Следовательно, резкое повышение давления в узких каналах пороха, заставляя с повышенной скоростью u'' гореть порох в этих каналах, дает суммарный эффект в виде расхождения пучка кривых I, ψ, что формально математически можно выразить формулой $u=Ap^{\nu}$.

В действительности процесс перемещения реакции горения вглубь на каждой поверхности подчиняется закону $u=u_1p$.

Но пока не установлено аналитической зависимости, связывающей p''/p' с условиями неравномерности горения ζ''/ζ', приходится принимать для порохов с узкими каналами выражение $u=Ap^{\nu}$.

Если взять для закона скорости горения порохов простой формы зависимость $u=u_1 p$, где u_1 — переменная при давлении p от 50 до 600 *кг/см*^{2} и постоянная при бо́льших давлениях, то получается следующий график I, ψ при разных Δ и при $\varkappa=1$, $\sigma=1$ (фиг. 3. 48).

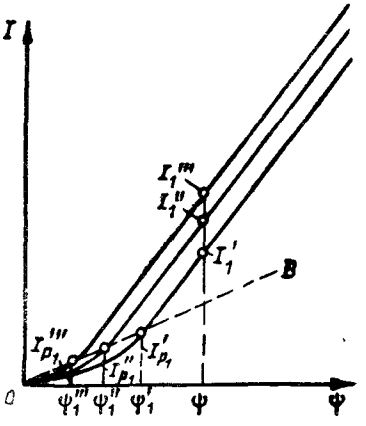


Фиг 3 48 Зависимость $\int pdt$, ψ при $u=u_1 p$, где u_1 — переменная.

При $\Delta=0{,}15\div0{,}25$ *кг/дм*^{3} участок $\Delta p=50\div600$ *кг/см*^{2} составляет небольшую часть всего процесса горения, и расхождение, полученное в начальных участках, к концу горения не превышает 2%, что соответствует погрешности опытов при одной плотности заряжания; практически этого расхождения можно не заметить, проводя опыты при обычных $\Delta=0{,}15\div0{,}25$ *кг/дм*^{3}.

Но при $\Delta=0{,}10$ *кг/дм*^{3}, когда $p_{max}\approx 1000$ *кг/см*^{2}, участок до 600 *кг/см*^{2} составляет 60% всего процесса. Этот участок кривой I, ψ при переменной u_1 значительно отклоняется вниз от первых трех кривых; при $\Delta=0{,}05$ *кг/дм*^{3} и еще меньших все горение завершается на участке с повышенным значением скорости u_1, и отклонение кривой I, ψ вниз становится очень большим.

Таким образом, зависимость $u=u_1 p$ (где u_1 — переменная на участке $p=50\div 600$ *кг/см*^{2}) наиболее обоснована с современных положений теории горения пороха. Эта зависимость приводит к новому своеобразному расположению интегральных кривых, которое не может быть получено при зависимости $u=Ap^\nu$ с единым значением показателя ν. Расположение интегральных кривых в этом случае отличается от расположения этих же кривых для порохов с семью каналами, где причиной расхождения интегральных кривых была неравномерность условий горения в каналах и на наружной поверхности.



Фиг. 3 49. Интегральные кривые при переменной u_1

Можно показать строго математически, что если до $p=p_1=600$ справедлив закон скорости горения $u=Ap^\nu$, где $\nu<1$, а после $p=p_1$ — закон $u=u_1 p$, то при разных плотностях заряжания значения I_{p_1} получаются при разных ψ_{p_1}, причем эти значения в осях I, ψ располагаются на прямой OB, проходящей через начало; чем больше Δ, тем выше располагается кривая I, ψ в I фазе (фиг. 3.49).

Значения I_{p_1} при разных Δ будут тем меньше, чем больше Δ, так как это давление $p_1=\text{const}$ с увеличением Δ получается при меньших ψ. Но при данном значении ψ величины импульсов будут тем меньше, чем меньше Δ (см. фиг. 3.49).

После достижения в бомбе давления p_1 и получения значений I_{p_1} при разных Δ и при разных ψ порох начинает гореть со скоростью $u=u_1 p$, где $u_1=\text{const}$; в таком случае во II фазе при законе $u=u_1 p$ (при $S=\text{const}$) интегральные кривые I, ψ станут параллельными прямыми с угловым коэффициентом e_1/u_1 и расположатся тем выше, чем больше Δ. Именно такое расположение кривых I, ψ наблюдалось у Шмица. Следовательно, и у Шмица закон горения был такой же: $u=Ap^\nu$ до p_1 и $u=u_1 p$ после p_1; разность $I_{\Delta 2}-I_{\Delta 1}$ на прямолинейном участке I, ψ при данном ψ сохраняется постоянной.

* См литературу к разд. I, [8].

О неравномерном горении пороха с узкими каналами в орудии при выстреле

Опыт показывает, что кривые Γ, ψ при малых Δ получаются более дегрессивными, чем при больших Δ.

Это обстоятельство чрезвычайно важно для уяснения действительного горения пороха с каналами в орудии, где вначале плотность заряжания велика (0,60÷0,70), а затем по мере движения снаряда непрерывно убывает.

В теории неравномерного горения пороха было показано, что с уменьшением плотности заряжания увеличивается разница в значениях ζ' и ζ'', характеризующих скорость нарастания давления газов на наружной поверхности и внутри каналов пороха.

Для порохов с семью каналами при $\Delta=0{,}20\zeta''\approx 70\zeta'$, и кривая интенсивности газообразования Γ, ψ получается обычно дегрессивной.

Горение пороха в орудии начинается при значительно бо́льших плотностях заряжания ($\Delta=0{,}60\div 0{,}70$ *кг/дм*^{3}), и для того же пороха с семью каналами при $\Delta_0=0{,}70\zeta''\approx 8\zeta'$, т. е. разница в условиях горения сглаживается. Горение при этой постоянной $\Delta_0=0{,}70$ *кг/дм*^{3} происходило бы в более однородных условиях.

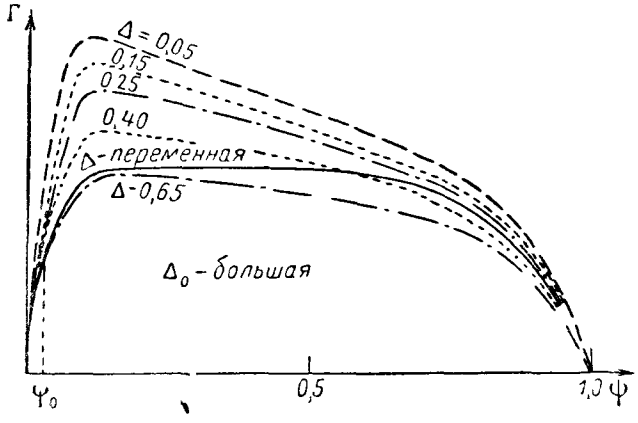
Кроме того, в орудии вследствие движения снаряда заснарядный объем все время увеличивается, и плотность заряжания, отнесенная к этому переменному объему, в течение всего времени горения пороха убывает $\left(\Delta=\frac{\omega}{W_0+sl}\right)$. Это вызывает непрерывное изменение соотношения ζ'' и ζ', причем при уменьшении Δ отношение ζ''/ζ' растет, что увеличивает интенсивность газообразования Γ и повышает прогрессивность горения по мере движения снаряда.

Таким образом, для того чтобы дать заключение о горении пороха в орудии, нельзя рассматривать горение его в бомбе только при одной постоянной плотности заряжания и считать полученную кривую Γ, ψ характеристикой интенсивности газообразования его и в орудии. Такое заключение было бы неправильным. Порох и его горение надо рассматривать во всей совокупности и во взаимосвязи с условиями заряжания и горения.

Поэтому для учета интенсивности газообразования при горении пороха в орудии надо определить по опытам в бомбе сначала кривые Γ, ψ при постоянных, но разных Δ, и определить влияние Δ на характер изменения интенсивности газообразования. Затем, учтя величину начальной плотности заряжания в орудии Δ_0, надо проэкстраполировать опытные Γ, ψ, получаемые при меньших Δ в бомбе для этой плотности заряжания Δ_0. После этого, имея в виду, что в орудии плотность заряжания непрерывно убывает от

Δ_0 до $\Delta_к = \frac{\omega}{W_0 + sl_к}$ (где $l_к$ — путь снаряда к концу горения пороха), надо по мере увеличения ψ переходить от кривой Γ, ψ при $\Delta = \Delta_0$ к кривым Γ, ψ, соответствующим все меньшим постоянным плотностям заряжания.

В результате для переменной плотности заряжания кривая интенсивности газообразования Γ, ψ будет отличаться от каждой из кривых Γ, ψ, полученных при постоянных Δ. Как показано на фиг. 3.50 сплошной кривой, она может получиться даже прогрессивной и тем более, чем больше начальная плотность заряжания ($\Delta_0 = 0{,}65$).



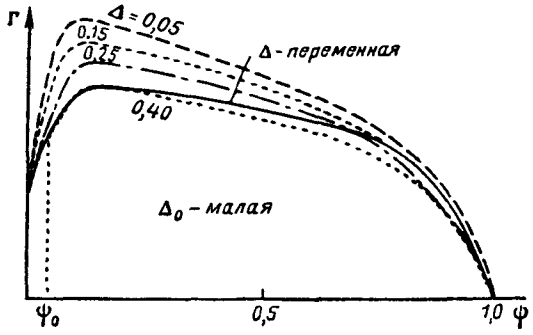
Фиг. 3 50 Интенсивность газообразования в орудии при большом значении Δ_0

При малой начальной плотности заряжания $\Delta_0 = 0{,}40$ изменение дегрессивного характера кривых Γ, ψ, полученных при постоянных Δ, будет незначительным, и в этом случае горение может оказаться дегрессивным и при переменной Δ (фиг. 3.51).

Именно этим влиянием величины Δ_0 на прогрессивность горения в орудии можно объяснить наблюдавшийся при стрельбе с порохами Киснемского весьма интересный факт: в одном орудии при большой плотности заряжания порох Киснемского с 36 каналами давал лучшие результаты, чем ленточный (меньшее p_{max} при той же $v_д$), а в другом орудии при малой Δ_0 он же давал худшие результаты (ту же скорость $v_д$ при значительно большем давлении p_{max}).

Этот факт можно объяснить только на основе теории неравномерно о горения.

Чем больше плотность заряжания, тем равномернее условия горения в каналах и на наружной поверхности, тем ближе действительное горение пороха к горению по геометрическому закону.



Фиг 3 51 Интенсивность газообразования в орудии при малом значении Δ_0.

Только беря процесс горения во взаимодействии со всей совокупностью факторов, влияющих на его характер, можно на основе теории неравномерного горения сделать правильное заключение о действительном горении порохового заряда в канале орудия при выстреле.

3.10 БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОРОХОВ ПО ОПЫТАМ В МАНОМЕТРИЧЕСКОЙ БОМБЕ

Приведенные зависимости и методика определения баллистических характеристик позволяют по опытам в манометрической бомбе дать полный баллистический анализ пороха и его действительного закона горения.

В самом деле, баллистические характеристики пороха — сила f и коволюм α — определяются по опытам в бомбе при двух плотностях заряжания по 3—5 опытам для каждой.

В полученные на опыте f и α вводятся поправки на теплоотдачу и определяются исправленные значения f_0 и α_0.

Скорость горения u_1 при давлении $p=1$ определяется на основе обработки интегральной кривой I, ψ по разной методике в зависимости от того, горит ли порох без распада или с распадом; для последних величин I_s определяется при $\Delta_1=0{,}23$ *кг/дм*^{3}.

По совпадению или расхождению интегральных кривых при разных Δ определяется закон скорости горения.

Действительное горение пороха характеризуется опытной кривой интенсивности газообразования $\Gamma_{оп}=\frac{1}{p}\frac{d\psi}{dt}$ и интегральной кривой $I=\int_0^{\psi} p\,dt$ в функции ψ.

Кривая Γ, ψ является хорошим анализатором процессов, протекающих при горении пороха, и позволяет учесть влияние раз-

личных факторов, которые другими методами обнаружить было нельзя (процесс постепенного воспламенения, изменение скорости горения u_1, влияние флегматизации, горение пористых порохов и т. д.).

Для исследования действительного горения пороха необходимо проводить опыты не при одной, а при разных плотностях заряжания, чтобы учесть влияние изменения Δ на изменение интенсивности газообразования Γ и на величину импульса давления I, ψ. Такие опыты позволяют определить характер изменения газообразования и при выстреле из орудия, когда плотность заряжания меняется от наибольшей $\Delta_0=\omega/W_0$ до наименьшей к концу горения $\Delta_к=\dfrac{\omega}{W_0+sl_к}$.

Этот метод исследования и определения баллистических характеристик называется *методом баллистического анализа порохов.* Он позволяет по опытам в бомбе при разных плотностях заряжания определить действительный закон горения пороха, а затем, применив его в условиях орудия, решить прямую задачу внутренней баллистики с учетом особенностей горения данного образца.

Точно так же параллельными испытаниями в бомбе штатного и валового образцов пороха можно определить разницу в весах зарядов из этих порохов для получения одинаковой скорости снаряда $v_д$.

3. 11. ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ КОМБИНИРОВАННЫХ ЗАРЯДОВ

Значительная часть артиллерийских орудий стреляет комбинированными зарядами из смеси порохов двух марок. Такие заряды применяются также при испытании материальной части орудий и боеприпасов на полигонах, когда требуется получить определенную комбинацию начальной скорости снаряда и наибольшего давления в канале ствола, причем зарядом из одной марки пороха такой комбинации скорости и давления получить нельзя. В таких случаях часть заряда из одной марки пороха заменяют зарядом из более тонкого или более толстого пороха, иногда при некотором изменении общего веса заряда.

Эти пороха разной толщины (тонкий и толстый) могут иметь также разную форму зерна и разную природу: силу пороха, коволюм, скорость горения.

На практике комбинированные заряды применяются при стрельбе из гаубиц, причем число зарядов колеблется от 5 до 10 и больше. Обычно они составляются из одного пучка более тонкого пороха (основной заряд) и различного числа дополнительных пучков более толстого пороха.

Основной заряд тонкого пороха обычно состоит из зерненых порохов 4/1 или 7/1, а дополнительные заряда — из порохов с семью каналами марок 7/7, 9/7, 12/7. И основной и дополнительный

заряды насыпаются в мешочки (пакеты), которые укладываются в гильзе так, чтобы можно было удобно и быстро вынуть определенное число пучков и обеспечить нужный для стрельбы заряд и определенную начальную скорость снаряда. Перегородки из мешочной ткани несколько затрудняют воспламенение как отдельных пучков, так и всего заряда в целом. Поэтому при проектировании гаубичных зарядов стремятся так расположить пучки, чтобы воспламенение зарядов приблизить по возможности к мгновенному.

Замедление воспламенения уменьшает эффективность заряда, и для получения необходимого эффекта надо вес заряда увеличивать на 1,5—2,0% по отношению к весу, полученному расчетом без учета влияния перегородок.

Характеристики комбинированного заряда

Пусть комбинированный заряд состоит из ω' *кг* тонкого пороха и ω'' *кг* толстого пороха:

$$\omega=\omega'+\omega''.$$

Относительные веса тонкого и толстого порохов обозначим

$$\frac{\omega'}{\omega}=\alpha'; \quad \frac{\omega''}{\omega}=\alpha''; \quad \alpha'+\alpha''=1.$$

Эти пороха имеют следующие характеристики:

Тонкий порох	$2e_1'$	u_1'	$I_к'=\frac{e_1'}{u_1'}$	f'	$\varkappa', \lambda'$	Γ', ψ	ω'	α'
Толстый порох	$2e_1''$	u_1''	$I_к''=\frac{e_1''}{u_1''}$	f''	$\varkappa'', \lambda''$	Γ'', ψ	ω''	α''
	$e_1''>e_1'$		$I_к''>I_к'$			$\Gamma''<\Gamma'$		

Так как обычно пороха, составляющие заряд, мало отличаются по силе, то силу комбинированного заряда f можно рассчитать по правилу смешения

$$f=\alpha' f'+\alpha'' f''. \tag{3.54}$$

Вес сгоревшего к данному моменту пороха находят по формуле

$$\omega\psi=\omega'\psi'+\omega''\psi'',$$

где ψ' и ψ'' — относительные части соответственно тонкого и толстого порохов, сгоревшие к данному моменту.

Отсюда

$$\psi=\alpha'\psi'+\alpha''\psi''. \tag{3.55}$$

Дифференцируем по t:

$$\frac{d\psi}{dt}=\alpha'\frac{d\psi'}{dt}+\alpha''\frac{d\psi''}{dt}. \tag{3.56}$$

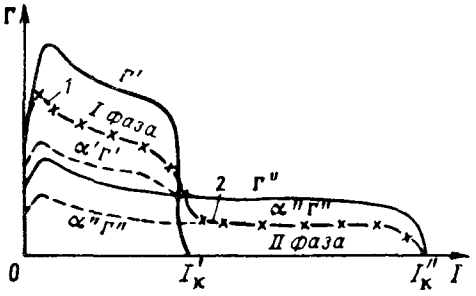
Деля на величину давления p в данный момент и учитывая, что

$$\frac{1}{p}\frac{d\psi}{dt}=\frac{d\psi}{dI}=\Gamma;\quad \frac{d\psi'}{dI'}=\Gamma';\quad \frac{d\psi''}{dI''}=\Gamma'',$$

получаем

$$\Gamma=\alpha'\Gamma'+\alpha''\Gamma''. \tag{3.57}$$

Исходя из формул (3.54)÷(3.57) можно сделать вывод, что основные характеристики горения f, ψ, $\frac{d\psi}{dt}$, Γ для комбинированного



Фиг. 3.52. Характеристика Γ, I для комбинированного заряда.

заряда получаются из соответствующих характеристик порохов, составляющих смесь, по правилу смешения. Эти формулы справедливы, пока горят оба пороха вместе. После сгорания тонкого пороха $\left(\psi'=1,\ \frac{d\psi'}{dt}=0,\ \Gamma'=0\right)$ зависимости примут вид

$$f=\alpha' f'+\alpha'' f'';$$

$$\psi=\alpha'+\alpha''\psi''.$$

$$\frac{d\psi}{dt}=\alpha''\frac{d\psi''}{dt};\quad \Gamma=\alpha''\Gamma''.$$

Иначе говоря, после сгорания тонкого пороха быстрота и интенсивность газообразования Γ резко убывают (фиг. 3.52).

Как было показано выше,

$$\int_0^I \Gamma\, dI=\int_0^{\psi}\frac{d\psi}{dI}\,dI=\psi$$

и

$$\int_0^{I_к}\Gamma\, dI=\int_0^1 d\psi=1.$$

Следовательно, в осях координат Γ, I полные площади кривых Γ, I к концу горения равновелики и равны единице.

Пунктиром с крестиками на фиг. 3.52 показан характер изменения интенсивности газообразования комбинированного заряда в первой и второй фазах горения.

Для результирующей кривой *1* и *2*

$$\int_0^{I_к''} \Gamma\, dI = \int_0^1 d\psi = 1.$$

Если взять оба пороха с постоянной поверхностью горения ($\varkappa=1$, $\sigma=1$), то для них

$$\Gamma' = \frac{\varkappa'\sigma'}{I_к'} = \frac{1}{I_к'} = \frac{u_1'}{e_1'},$$

$$\Gamma'' = \frac{\varkappa''\sigma''}{I_к''} = \frac{1}{I_к''} = \frac{u_1'}{e_1''}.$$

Полагая и для смеси, что $\Gamma=1/I_к$, где $I_к$ — импульс давления условного одного пороха, который дает ту же интенсивность газообразования, что и заряд, составленный из смеси двух порохов, получим из выражения (3.57)

$$\frac{1}{I_к} = \frac{\alpha'}{I_к'} + \frac{\alpha''}{I_к''}. \qquad (3.58)$$

Следовательно, по правилу смешения складываются обратные величины импульсов, характеризующих интенсивность газообразования при $\varkappa=1$ и $\sigma=1$.

Из формулы (3.58) имеем

$$I_к = \frac{I_к' I_к''}{\alpha' I_к'' + \alpha'' I_к'}\,^{*}. \qquad (3.59)$$

Закон развития давления пороховых газов при горении комбинированного заряда в постоянном объеме

В основу вывода зависимости $p=f(t)$ для комбинированного заряда положены упрощенные зависимости для горения одного пороха при геометрическом законе горения (пороха со слабо изменяющейся поверхностью горения). При этом принимается, что составляющие смесь тонкий и толстый пороха в бомбе равномерно перемешаны, и между ними нет перегородок, как например в гаубичных зарядах. Следовательно, можно принять и в этом случае допущение о мгновенном воспламенении заряда.

---

* График построения ψ в функции I при горении комбинированного заряда приведен в учебнике «Внутренняя баллистика» М. Е. Серебрякова (Оборонгиз, 1949, стр. 521—523).

Горение одного пороха

Для вывода зависимости $p=f(t)$ используем выше приведенные формулы, придав им несколько иную форму: формулу для давления с учетом давления воспламенителя

$$p'=p_{\text{в}}+\frac{f\Delta\psi}{\Lambda_\psi}, \tag{3.60}$$

где

$$\Lambda_\psi=1-\frac{\Delta}{\delta}-\Delta\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\psi,$$

формулу для скорости нарастания давления

$$\frac{dp}{dt}=\frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}\frac{d\psi}{dt}=\frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}\Gamma p=(p_{\max}-p_{\text{в}})\Gamma p,$$

где

$$\Gamma=\frac{S_1}{\Lambda_1}\frac{S}{S_1}u_1=\frac{\varkappa}{e_1}u_1\sigma=\frac{\varkappa}{I_{\text{к}}}\sigma. \tag{3.61}$$

Для порохов с малоизменяющейся поверхностью горения

$$\varkappa\sigma_{\text{ср}}\approx 1 \quad \text{и} \quad \Gamma=\frac{1}{I_{\text{к}}}=\frac{u_1}{e_1}.$$

Из формулы (3.61) видно, что при данной плотности заряжания скорость нарастания давления пропорциональна интенсивности газообразования Γ, которая обратно пропорциональна толщине пороха или импульсу давления $I_{\text{к}}$.

Давление в функции времени

$$p'=p_{\text{в}}e^{\frac{t}{\tau}}, \tag{3.62}$$

где

$$\frac{1}{\tau}=\frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}\Gamma=(p'_{\max}-p_{\text{в}})\Gamma=\frac{p'_{\max}-p_{\text{в}}}{I_{\text{к}}}.$$

Эта величина выражает интенсивность газообразования при давлении $(p'_{\max}-p_{\text{в}})$; чем она больше, чем больше Γ, тем при данной Δ быстрее нарастает давление.

Время полного сгорания пороха

$$t_{\text{к}}=2{,}303\tau\lg\frac{p'_{\max}}{p_{\text{в}}}=\frac{2{,}303}{(p'_{\max}-p_{\text{в}})\Gamma}\lg\frac{p'_{\max}}{p_{\text{в}}}=$$

$$=\frac{2{,}303}{\Gamma}\frac{\lg p'_{\max}-\lg p_{\text{в}}}{p'_{\max}-p_{\text{в}}}. \tag{3.63}$$

Время полного сгорания пороха при данной плотности заряжания обратно пропорционально интенсивности газообразова-

ния Γ или прямо пропорционально толщине пороха для данной скорости горения u_1.

Импульсы давления

$$I=\int_0^t p\,dt=\tau(p'-p_в)=\frac{1}{\Gamma}\frac{p'-p_в}{p'_{max}-p_в},$$

$$I_к=\tau(p'_{max}-p_в)=\frac{1}{\Gamma}=\frac{e_1}{u_1}.$$

Зависимости (3.60) ÷ (3.63), выведенные для одного пороха, являются основными для анализа горения и комбинированного заряда.

Горение комбинированного заряда

Пусть заряд состоит из смеси двух порохов с постоянной поверхностью горения и характеристиками, приведенными на стр. 218 ($f'=f''=f$).

Для характеристики сгорания каждого пороха в отдельности при выбранной плотности заряжания Δ на основе формул (3.61) ÷ (3.63) имеем

для тонкого пороха	для толстого пороха
$p'=p_в e^{\left(p'_{max}-p_в\right)\Gamma' t}$	$p''=p_в e^{\left(p''_{max}-p_в\right)\Gamma'' t}$
$t'_к=\frac{2{,}303}{\Gamma'}\frac{\lg p'_{max}-\lg p_в}{p'_{max}-p_в}$	$t''_к=\frac{2{,}303}{\Gamma''}\frac{\lg p''_{max}-\lg p_в}{p''_{max}-p_в}$
$\frac{dp'}{dt}=(p'_{max}-p_в)\Gamma' p$	$\frac{dp''}{dt}=(p''_{max}-p_в)\Gamma'' p$

Во всех этих зависимостях величина $p''_{max}-p_в=p'_{max}-p_в=\frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}$ одна и та же для толстого и тонкого порохов. Так как $\Gamma'>\Gamma''$, то $t'_к<t''_к$, и при данном давлении p величина $dp'/dt>dp''/dt$, т. е. кривая давления тонкого пороха при том же p'_{max} нарастает быстрее и порох сгорает раньше, чем толстый порох.

Кривые p', t (тонкий порох) и p'', t (толстый порох) изображены на фиг. 3.53.

Кривая ac' выражает зависимость для тонкого пороха, кривая aH — для толстого пороха.

Рассмотрим, как по отношению к этим кривым расположится кривая p, t смеси порохов в I фазе, пока горят оба пороха, и как пойдет кривая p, t во II фазе после сгорания тонкого пороха.

Для смеси порохов

$$\Gamma=\alpha'\Gamma'+\alpha''\Gamma'',$$

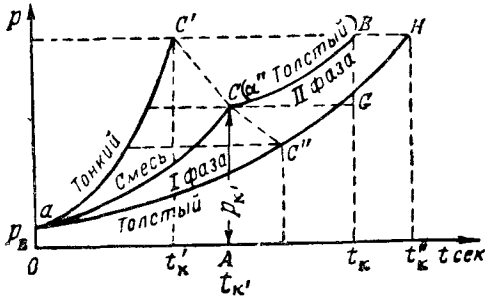
причем $\Gamma'>\Gamma''$.

Давление в функции времени и скорость нарастания давления выражаются зависимостями

$$p = p_в e^{(p'_{max} - p_в)\Gamma t}, \qquad (3.62')$$

$$\frac{dp}{dt} = (p'_{max} - p_в)\Gamma p = (p'_{max} - p_в)(\alpha'\Gamma' + \alpha''\Gamma'')p. \qquad (3.61')$$

Следовательно, в I фазе комбинированный заряд горит как заряд из одного пороха с промежуточными характеристиками по сравнению с характеристиками тонкого и толстого порохов. Кри-



Фиг. 3.53. Кривая p, t при горении смеси порохов в постоянном объеме.

вая p, t для смеси пойдет по какой-то линии ac между линиями ac' и $ac''H$, но импульс давления к концу I фазы (сгорание тонкого пороха) будет равен импульсу давления к концу горения одного тонкого пороха $I'_к$.

Например, импульс давления имеет одну и ту же величину $I'_к$ в точке c' для тонкого пороха, в точке c'' — для толстого и в точке c — для смеси этих порохов. В конце горения в смеси тонкого пороха (точка c) давление будет $p_к$, и время горения $t_к$, (точка A).

В точке c в смеси кончает гореть тонкий порох, его поверхность и Γ' обращаются в нуль, общая поверхность резко убывает (см. фиг. 3. 52), наступает II фаза — горение толстого пороха, часть которого в заряде была α'':

$$\Gamma_2 = \alpha''\Gamma''.$$

Таким образом, интенсивность газообразования во II фазе $\alpha''\Gamma''$ будет меньше, чем при горении одного толстого пороха Γ''.

Поэтому при одинаковом давлении p

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_2 = (p'_{max} - p_в)\alpha''\Gamma''p < \frac{dp''}{dt} = (p'_{max} - p_в)\Gamma''p,$$

т. е. скорость нарастания давления во II фазе при том же p меньше, чем при горении всего заряда из толстого пороха.

Кривая давления во II фазе будет cB, причем она расположена более полого, чем часть кривой aGH, начиная от точки G; тангенс угла наклона кривой GH уменьшается пропорционально величине α'' (кривая cB).

Уравнение кривой cB получим, отделяя переменные в выражении для $(dp/dt)_2$:

$$\left(\frac{dp}{p}\right)_2 = \alpha''\Gamma''(p'_{\max} - p_в)\,dt = \alpha''\frac{dt}{\tau''},$$

$$\int_{p_{к'}}^{p}\frac{dp}{p} = \frac{\alpha''}{\tau''}\int_{t_{к'}}^{t} dt$$

или

$$\ln\frac{p}{p_{к'}} = \frac{\alpha''}{\tau''}(t - t_{к'}),$$

откуда

$$p = p_{к'}e^{\alpha''\frac{(t-t_{к'})}{\tau''}} = p_к\, e^{\alpha''\Gamma''(p'_{\max}-p_в)(t-t_{к'})}.$$

Для конца горения толстого пороха в смеси

$$p_к = p'_{\max} = p_{к'}e^{\alpha''\frac{t_к - t_{к'}}{\tau''}}$$

и

$$t_к = t_{к'} + \frac{2{,}303}{\alpha''\Gamma''}\,\frac{\lg p'_{\max} - \lg p_{к'}}{p'_{\max} - p_в}.$$

Для одного толстого пороха после достижения давления $p_{к'}$ (точка G)

$$\frac{dp}{p} = \frac{dt}{\tau''},$$

$$p = p_{к'}e^{\frac{t-t_G}{\tau''}},$$

$$p_{\max} = p_{к'}e^{\frac{t_к - t_G}{\tau''}},$$

$$t_к = t_G + \frac{2{,}303}{\Gamma''}\,\frac{\lg p'_{\max} - \lg p_{к'}}{p'_{\max} - p_в}.$$

Следовательно, во II фазе время горения толстого пороха, составлявшего во всей смеси часть α'', растет обратно пропорционально α'', а скорость нарастания давления убывает прямо пропорционально величине α'' по сравнению с аналогичными величи-

нами для одного толстого пороха начиная с давления $p_{к'}$ (точка G).

Полное время сгорания комбинированного заряда

$$t_к = t_{к'} + (t_к - t_{к'}) = \frac{2{,}303}{\Gamma} \frac{\lg p_{к'} - \lg p_в}{p'_{max} - p_в} + \frac{2{,}303}{\alpha''\Gamma''} \frac{\lg p'_{max} - \lg p_{к'}}{p'_{max} - p_в}.$$

Итак, до точки c горение идет по одному закону с интенсивностью $\Gamma = \alpha'\Gamma' + \alpha''\Gamma''$. После точки c интенсивность резко падает до $\Gamma_2 = \alpha''\Gamma''$ и кривая давления идет по другому закону, нарастая медленнее, чем для заряда из одного толстого пороха в тех же пределах давлений от $p_{к'}$ до p'_{max}.

Горение комбинированного заряда в целом заканчивается вместе со сгоранием толстого пороха, имеющего определенную величину полного импульса давления $I'_к$. Оказывается, что смесь в конце горения имеет тот же импульс давления $I'_к$, что и один толстый порох. Иначе говоря, полный импульс давления толстого пороха $I_к$ не зависит от того, горит ли он один или в смеси с тонким порохом. Можно и теоретически доказать, что площадь под кривой $Oac''Ht_к$ равна площади под кривой $OacBt_к$, состоящей из двух ветвей, соответствующих двум фазам горения пороха, или доказать, что

$$\int_0^{t_к} p\,dt = \int_0^{t_{к'}} p\,dt + \int_{t_к\,(cB)}^{t_{к''}} p\,dt = \int_{0(c''H)}^{t_{к''}} p\,dt.$$

Получается вывод: какую бы часть комбинированного заряда ни составлял более толстый порох, полный импульс давления за все время горения смеси, включая и догорание толстого пороха, будет равен импульсу давления толстого пороха $I''_к$, а к моменту сгорания тонкого пороха в той же смеси импульс $I''_к$ равен импульсу давления одного тонкого пороха $I'_к$.

Следовательно, равны площади под кривыми

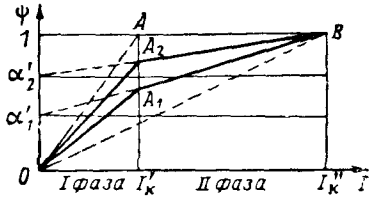
$$ac' = ac = ac'' = I'_к,$$

$$acB = ac''H = I''_к.$$

Эти теоретические выводы хорошо согласуются с опытами Мюраура в манометрической бомбе, которые подтвердили, что импульс давления толстого пороха при данной Δ не зависит от того, сжигается ли порох один или в смеси с более тонким порохом разного химического состава.

Следует подчеркнуть, что разная прибавка тонкого пороха меняет характер нарастания давления и интенсивность горения комбинированного заряда

Как показывает график на фиг. 3.52, с прибавлением тонкого пороха горение заряда в целом становится более дегрессивным, так как Г более резко поднимается вначале и быстро падает, почти скачком, при сгорании тонкого пороха; во II фазе — догорание одного толстого пороха — интенсивность снижается до $\alpha''\Gamma'' < \Gamma''$.



Фиг 3 54. Зависимость ψ, *I* для смеси двух порохов.

Чем больше в заряде тонкого пороха, тем больше интенсивность горения в начальной фазе, тем меньше она во II фазе, *тем больше дегрессивность горения заряда в целом.*

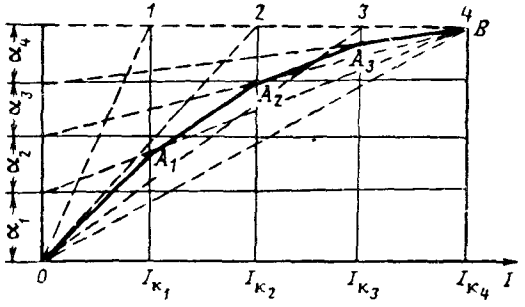
Если изобразить горение смеси двух порохов с постоянной поверхностью горения в разных пропорциях, то график $\psi = f(I)$ будет иметь вид, изображенный на фиг. 3.54:

OA — горение одного тонкого пороха с импульсом $I'_к$;

OB — горение одного толстого пороха с импульсом $I''_к$;

OA_1B — горение смеси, в которой α'_1 — часть тонкого пороха; полный импульс смеси остается $I''_к$;

OA_2B — горение смеси, в которой часть тонкого пороха $\alpha'_2 > \alpha'_1$; полный импульс смеси тот же — $I'_к$.



Фиг 3 55 Зависимость ψ, *I* для смеси четырех порохов

Чем выше поднимается кривая OAB над прямой OB, тем дегрессивнее идет горение заряда в целом.

Беря смесь нескольких порохов разной толщины, можно получить резко выраженный дегрессивный характер горения комбинированного заряда (фиг. 3.55).

В заряде из четырех порохов разной толщины с разными $I_к$

$$I_{к1} < I_{к2} < I_{к3} < I_{к4}$$

полный импульс смеси остается $I_{к4}$, но характер горения меняется; вместо прямой OB получается ломаная выпуклая вверх (дегрессивная) линия $OA_1A_2A_3B$.

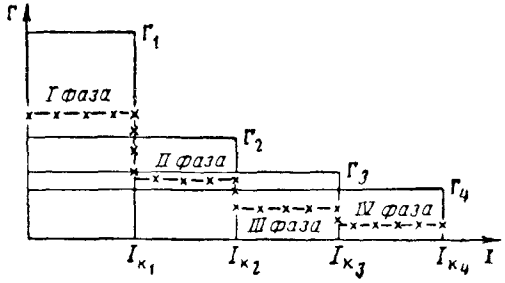
Изменение интенсивности газообразований заряда из четырех порохов с постоянной поверхностью горения показано на фиг. 3. 56.

I фаза $\Gamma_I = \alpha_1\Gamma_1 + \alpha_2\Gamma_2 + \alpha_3\Gamma_3 + \alpha_4\Gamma_4$,

II фаза $\Gamma_{II} = \alpha_2\Gamma_2 + \alpha_3\Gamma_3 + \alpha_4\Gamma_4$,

III фаза $\Gamma_{III} = \alpha_3\Gamma_3 + \alpha_4\Gamma_4$,

IV фаза $\Gamma_{IV} = \alpha_4\Gamma_4$.



Фиг 3 56. Зависимость Γ, I для смеси четырех порохов.

Изменение Γ, I получилось ступенчатым, резко дегрессивным. Такие дегрессивные кривые Γ, I (только сглаженные, как на фиг. 3. 52) действительно получаются при сжигании в бомбе смеси порохов разной толщины.

Характеристики формы комбинированного заряда при геометрическом законе горения приведены в различных учебниках по внутренней баллистике.

Здесь приводится только окончательная зависимость, выражающая ψ как функцию z'' — относительной толщины сгоревшего слоя толстого пороха: $z''=e/e_1''$,

$$\psi = \varkappa z'' + \varkappa\lambda z''^2$$

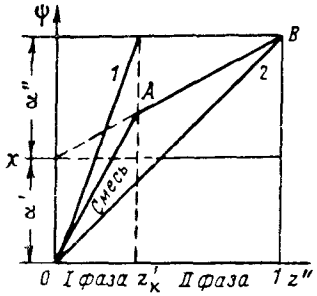
где $\varkappa$ и λ — характеристики формы условного эквивалентного единого пороха, дающего тот же закон образования газов, как и горящая вместе смесь тонкого и толстого порохов;

$$\varkappa = \varkappa' \frac{\alpha'}{z_к'} + \alpha''\varkappa'',$$

$$\varkappa\lambda = \varkappa'\lambda' \frac{\alpha'}{z_к'^2} + \alpha''\varkappa''\lambda''.$$

Зависимость изменения ψ в функции z'' для двух порохов с постоянной поверхностью горения ($\varkappa'=\varkappa''=1$) дана на фиг. 3.57. Прямая *1* соответствует тонкому пороху, прямая *2* — толстому. Ломаная *OAB* характеризует горение смеси.

Для этого случая



Фиг. 3.57. Зависимость ψ, z'' для двух порохов, $\varkappa'=\varkappa''=1$

$$\varkappa=\frac{\alpha'}{z'_к}+\alpha''>1,$$

так как

$$z'_к=\frac{e'_к}{e''_1}=\frac{I'_к}{I_к}<1,$$

где $\varkappa$ — тангенс угла наклона кривой ψ, z''.

Если величина тангенса больше единицы, то участок прямой *OA* идет в зоне дегрессивных порохов, несмотря на то, что оба пороха, составляющие смесь, имеют постоянную поверхность горения.

3.12. ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ПОРОХА В ПОСТОЯННОМ ОБЪЕМЕ ПРИ ИСТЕЧЕНИИ ПОРОХОВЫХ ГАЗОВ ЧЕРЕЗ СОПЛО

Рассматриваемые здесь процессы горения пороха на практике имеют место в следующих случаях.

1) в отдельной каморе сгорания в газодинамическом орудии,

2) в специальной манометрической бомбе с соплом для исследования горения пороха в условиях, аналогичных условиям горения его в орудии, т. е. при нарастании и падении давления газов. Такие бомбы применяются также для отработки без стрельбы взрывателей, затворов и обтюраторов.

И в том и в другом случае в отличие от горения в каморе порохового реактивного снаряда горение пороха протекает *при высоких давлениях* (наибольшее давление p_{max} порядка 2000÷3000 *кг/см*^{2}). Поэтому для закона скорости горения можно принимать зависимость

$$u=u_1 p.$$

В отличие от динамореактивных безоткатных пушек, в которых наряду с истечением газов через сопло происходит изменение общего объема канала вследствие движения снаряда, в каморе или бомбе с соплом горение происходит в постоянном объеме (полузамкнутом).

С этой точки зрения рассматриваемый раздел можно назвать *пиростатикой полузамкнутого объема*.

Основные зависимости для горения пороха в бомбе с соплом были разработаны еще в 1923—1925 гг. В. М. Трофимовым. Он рассматривал процесс горения в каморе с соплом как изотермический процесс, а истечение газов через сопло как установившийся адиабатический процесс. С некоторыми изменениями и добавлениями принимаем их за основу.

В бомбе постоянного объема без истечения газов характер нарастания давления выражается известной формулой

$$\frac{dp}{dt} = f\delta u_1 \frac{S}{W_\psi} p,$$

и в основном зависит от:

а) величины горящей поверхности S, которая может расти или убывать;

б) свободного объема каморы W_ψ, который зависит от начального объема каморы W_0 и плотности заряжания Δ и во время горения пороха убывает;

в) давления газов p, которое непрерывно растет до наибольшей величины p_{max}.

В бомбе или каморе с соплом, через которое вытекают газы, характер нарастания давления будет определяться главным образом отношением горящей поверхности пороха S к площади наименьшего или критического сечения сопла F_{min} или $F_{кр}$. В зависимости от этой величины давление газов может не только нарастать, но начиная с некоторого момента и падать. В этом случае плотность заряжания не играет той решающей роли как в обычной манометрической бомбе.

Все зависит от соотношения между секундным весовым притоком газов $\omega \frac{d\psi}{dt}$ и секундным весовым расходом их $\frac{dY}{dt} = \omega \frac{d\eta}{dt}$, где Y — вес газа, вытекшего через сопло.

В дальнейшем рассмотрим случай сгорания пороха в бомбе с соплом, назначение которой определить закон горения пороха по полученной на опыте кривой p, t, т. е. найти в каждый данный момент, какая часть заряда ψ сгорела, какая часть газов η вытекла через сопло, определить на кривой p, t участок конца горения пороха $(p_к)$.

Особенности горения пороха в каморе с соплом при высоких давлениях

Вывод основных зависимостей

Пусть бомба (камора) имеет объем W_0, наименьшее сечение сопла F_{min}, вес заряда ω, импульс давления пороховых газов к концу горения пороха $I_к = e_1/u_1$; порох имеет силу f, коволюм α, плотность δ, относительный расход газов $Y/\omega = \eta$.

В формулу для скорости истечения входит величина температуры пороховых газов в бомбе при условии истечения. Эта величина будет меньше температуры горения пороха в объеме без истечения. В. М. Трофимов рассматривал процесс горения изотермическим. Позже П. Н. Шкворников вывел формулу для средней относительной температуры $\tau_{ср}=T_{ср}/T_1$, которая при истечении газов меньше единицы:

$$\tau_{ср}=\frac{1}{1+\theta\eta_к},$$

где $\eta_к=\frac{\varphi_2 K_0 F_{min} I_к}{\sqrt{f\omega}}$ — относительная часть газов, вытекшая к концу горения пороха.

Если F_{min} и $I_к$ невелики, то и $\eta_к$ невелико порядка $0{,}05\div 0{,}10$. И так как $\theta\approx 0{,}2$, то знаменатель в величине $\tau_{ср}$ составляет $1{,}01\div 1{,}02$. Пренебрегая таким изменением, можно принимать $\tau_{ср}=1$.

Если F_{min} и $I_к$ велики, как например при горении пороховых шашек в ракетных каморах, то $\eta_к$ близко к 1, и $\tau_{ср}=\frac{1}{1+\theta}$; получается предельный случай Ланжевена для установившегося процесса истечения.

В дальнейшем для общности будем учитывать понижение температуры введением множителя $\tau_{ср}=\text{const}$, что не внесет существенных изменений в формулы В. М. Трофимова.

Для случая, когда в каморе остается часть заряда ψ—η, выражение для давления в данный момент будет иметь вид

$$p-p_в=\frac{f\omega(\psi-\eta)}{W_0-\frac{\omega}{\delta}(1-\psi)-\alpha\omega(\psi-\eta)}=\frac{f\Delta(\psi-\eta)}{1-\frac{\Delta}{\delta}(1-\psi)-\alpha\Delta(\psi-\eta)}. \quad (3.64)$$

Для конца горения пороха

$$p_к-p_в=\frac{f\omega(1-\eta_к)}{W_0-\alpha\omega(1-\eta_к)}=\frac{f\Delta(1-\eta_к)}{1-\alpha\Delta(1-\eta_к)}, \quad (3.65)$$

где $\eta_к=\frac{Y_к}{\omega}=\frac{AF_{min}I_к}{\omega}$ и $A=\frac{K_0}{\sqrt{f\tau_{ср}}}$ — коэффициент Трофимова.

Если обозначить

$$\Delta(1-\eta_к)=\Delta_к, \quad (3.66)$$

то формула (3.65) превратится в обычную формулу Шишкова — Нобля с учетом давления воспламенителя:

$$p_к-p_в=\frac{f\Delta_к}{1-\alpha\Delta_к},$$

где $\Delta_к$ — плотность заряжания, при которой в замкнутом объеме получилось бы наибольшее давление $p_{max}=p_к$:

$$\Delta_к=\frac{p_к}{f+\alpha p_к}. \tag{3.67}$$

Из формулы (3.66) находим

$$\eta_к=1-\frac{\Delta_к}{\Delta}. \tag{3.68}$$

Таким образом, по заданной величине $p_к$ можно сначала найти $\Delta_к$ [формула (3.67)], а затем значение $\eta_к$ [формула (3.68)], которое может меняться от 0 в закрытой бомбе до 1 при очень большом сечении сопла.

Так как

$$\eta_к=\frac{AF_{min}I_к}{\omega}, \qquad \eta=\frac{AF_{min}I}{\omega},$$

то

$$\eta=\eta_к\frac{I}{I_к}. \tag{3.69}$$

Величина $I_к$ определяется по опытам в обычной закрытой бомбе (без сопла). По этой величине с кривой p, I, полученной в бомбе с соплом, определяется величина $p_к$, а затем $\Delta_к$ и $\eta_к$.

Подставляя в формулу (3.69) текущие значения I, находим соответствующие величины η.

Решая формулу (3.64) относительно ψ, получим общую зависимость

$$\psi=\frac{(p-p_в)\left(\frac{1}{\Delta}-\frac{1}{\delta}\right)+[f+\alpha(p-p_в)]\eta}{f+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)(p-p_в)}=$$

$$=\frac{\frac{1}{\Delta}-\frac{1}{\delta}}{\frac{f}{p-p_в}+\alpha-\frac{1}{\delta}}+\frac{f+\alpha(p-p_в)}{f+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)(p-p_в)}\eta. \tag{3.70}$$

Первый член правой части представляет собой обычное выражение (3.36) сгоревшей части заряда $\psi_б$ для текущего давления p в бомбе без сопла при той же плотности заряжания, что и в каморе с соплом. Его можно найти по обычным таблицам для вычисления сгоревшей части заряда ψ, определив предварительно p_{max} по формуле Шишкова—Нобля:

$$p_{max}-p_в=\frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}.$$

Тогда

$$\psi_{\text{б}}=\frac{\dfrac{p-p_{\text{в}}}{p_{\max}-p_{\text{в}}}}{\partial+(1-\partial)\dfrac{p-p_{\text{в}}}{p_{\max}-p_{\text{в}}}},$$

где параметр ∂ выражается формулой

$$\partial=\frac{1-\alpha\Delta}{1-\dfrac{\Delta}{\delta}}.$$

Коэффициент при η во втором члене равенства (3.70) приведем к более удобному для расчетов виду

$$\frac{f+\alpha(p-p_{\text{в}})}{f+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)(p-p_{\text{в}})}=\frac{f+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)(p-p_{\text{в}})+\frac{1}{\delta}(p-p_{\text{в}})}{f+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)(p-p_{\text{в}})}=$$

$$=1+\frac{p-p_{\text{в}}}{f\delta+(\alpha\delta-1)(p-p_{\text{в}})}=1+\gamma'.$$

Для величины $1+\gamma'$ можно заранее составить таблицу в функции f и $p-p_{\text{в}}$. Но так как $(\alpha\delta-1)(p-p_{\text{в}})$ мала по сравнению с $f\delta$, то проще считать $\gamma'=\dfrac{p-p_{\text{в}}}{f\delta}$.

Имея кривую давления p, t, полученную при горении пороха в каморе с соплом, и определив по величине $I_{\text{к}}$ в обычной бомбе $p_{\text{к}}$ в каморе с соплом, а затем $\eta_{\text{к}}$, по таблицам находим $\psi_{\text{б}}$, $1+\gamma'$, $\eta=\dfrac{I}{I_{\text{к}}}\eta_{\text{к}}$ и по формуле (3.70) определяем текущие значения сгоревшей части ψ при сгорании пороха в каморе с соплом.

Определив ψ, можно найти функцию $\Gamma=\dfrac{1}{p}\dfrac{d\psi}{dt}$ и построить диаграммы Γ, ψ и I, ψ для бомбы или каморы с соплом и определить влияние истечения газов на закон горения пороха.

О характере кривой давления p, t в каморе с соплом и получении наибольшего давления

Рассмотрим случай горения пороха с постоянной поверхностью горения ($\varkappa=1$, $\sigma=1$).

Давление в данный момент выражается формулой

$$p-p_{\text{в}}=\frac{f\omega(\psi-\gamma_1)}{W_0-\dfrac{\omega}{\delta}(1-\psi)-\alpha\omega(\psi-\gamma_1)}=\frac{f\omega(\psi-\eta)}{W_\psi+\alpha\omega\eta}. \qquad (3.64)$$

Как видно, величина свободного объема $W_{\psi,\eta}=W_0+\alpha\omega\eta$ для бомбы с соплом больше, чем для обычной бомбы, и меняется медленнее, чем W_0. Поэтому с бо́льшей степенью точности свободный объем $W_{\psi,\eta}$ можно принять средним значением $\overline{W}_{\psi,\eta}$. Полагая $\psi_{ср}=0{,}5$ и

$$\eta_{ср}=\frac{\eta_к}{2}=\frac{AF_{min}I_к}{2\omega},$$

получим

$$\overline{W}_{\psi,\eta}=W_0-\frac{\alpha+\frac{1}{\delta}}{2}\omega+\frac{\alpha}{2}\omega\eta_к=W_0-\frac{\alpha(1-\eta_к)+\frac{1}{\delta}}{2}\omega=W_0-\alpha''\omega,$$

где

$$\alpha''=\frac{\alpha(1-\eta_к)+\frac{1}{\delta}}{2}.$$

Тогда формула (3.64) примет вид

$$p-p_в=\frac{f\omega}{\overline{W}_{\psi,\eta}}(\psi-\eta). \qquad (3.71)$$

Для конца горения

$$p_к-p_в=\frac{f\omega}{\overline{W}_{\psi,\eta}}(1-\eta_к),$$

откуда

$$p-p_в=(p_к-p_в)\frac{\psi-\eta}{1-\eta_к}. \qquad (3.72)$$

Дифференцируя выражение (3.71) по времени t и имея в виду, что для пороха с постоянной поверхностью горения или для ленты $\varkappa\sigma_{ср}=1$, а также что

$$\frac{d\psi}{dt}=\frac{u_1}{e_1}p=\frac{p}{I_к};\quad \frac{d\eta}{dt}=\frac{AF_{min}p}{\omega},$$

получим

$$\frac{dp}{dt}=\frac{f\omega}{\overline{W}_{\psi,\eta}}\left(\frac{1}{I_к}-\frac{AF_{min}}{\omega}\right)p=\frac{f\omega}{\overline{W}_{\psi,\eta}I_к}(1-\eta_к)p. \qquad (3.73)$$

Обозначим константу

$$\frac{f\omega}{\overline{W}_{\psi,\eta}I_к}(1-\eta_к)=\frac{1}{\tau_1},\ \text{или}\ \tau_1=\frac{\overline{W}_{\psi,\eta}I_к}{f\omega}\frac{1}{(1-\eta_к)}.$$

Разделив переменные и интегрируя полученное уравнение, имеем

$$\ln\frac{p}{p_в}=\frac{t}{\tau_1}$$

или

$$p=p_в e^{\frac{t}{\tau_1}}. \qquad (3.74)$$

Получили такую же зависимость, как и при горении порох в постоянном объеме, но константа τ_1 больше, чем прежняя константа $\tau=\overline{W}_\psi I_к/f\omega$, так как у нее в знаменатель входит величина $1-\eta_к<1$.

Следовательно, при горении с истечением газов через небольшое сопло процесс нарастания давления получается такой же, как в бомбе без сопла, но протекает медленнее, и полное время горения $t_к'$ определяется по аналогичной формуле

$$t_к'=2{,}303\tau_1 \lg \frac{p_к}{p_в},$$

$$\tau_1>\tau, \quad t_к'>t_к.$$

В этом случае максимум давления совпадает с давлением в конце горения

$$p_{max}=p_к=\frac{f\omega}{\overline{W}_{\psi,\eta}}(1-\eta_к),$$

а угол наклона кривой p, t величина dp/dt [формула (3.73)] непрерывно возрастает, оставаясь все время меньше dp/dt в постоянном замкнутом объеме $\left(dp/dt=\frac{f\omega}{\overline{W}\psi I_к}p\right)$.

Равенство (3.72) справедливо и после сгорания пороха, когда $\psi=1$, $\eta>\eta_к$

$$p-p_в=(p_{max}-p_в)\frac{1-\eta}{1-\eta_к}. \qquad (3.75)$$

Продифференцируя выражение (3.75) по t и разделив переменные p и t, получим зависимость падения давления после конца горения пороха

$$p=p_{max}e^{-\frac{\eta_к}{1-\eta_к}\frac{t-t_к}{\tau}}, \qquad (3.76)$$

где $\tau=I_к/p_{max}-p_в$ для обычной бомбы без истечения газов.

Из формулы (3.76) получим выражение для полного времени $t_п$ процесса горения и истечения газов:

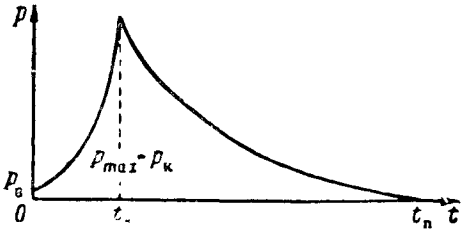
$$t_п=t_к+2{,}303\tau\frac{1-\eta_к}{\eta_к}\lg\frac{p_{max}}{p_0},$$

где $p_0\approx 2$ *кг/см*^{2}.

Кривая нарастания и падения давления для пороха с постоянной поверхностью горения показана на фиг. 3.58.

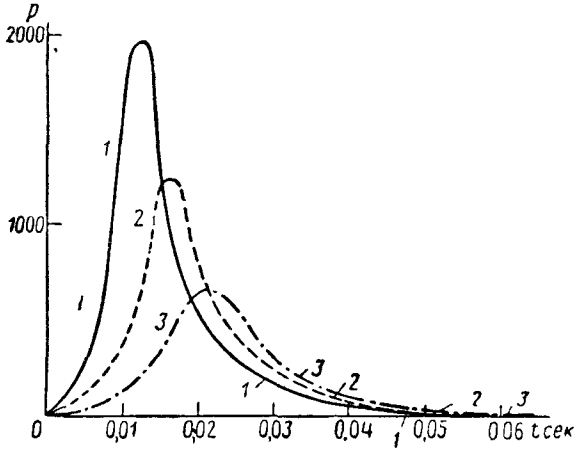
Для пороха с семью каналами кривые давления, полученные из опыта, при разных плотностях заряжания имеют вид, изображенный на фиг. 3.59, где обозначено: *1*—$\Delta_1=0{,}25$; *2*—$\Delta_2=0{,}20$;

3—Δ_3=0,15. Максимальное давление на кривых получается в момент распада пороха при переходе от прогрессивного горения к дегрессивному; так как на самом деле распад не одновременный, а постепенный, то и на кривых изменения давления получается плавный переход через p_{max} без резкого излома.



Фиг. 3 58. Нарастание и падение давления в бомбе с отверстием ($\sigma=1, \varkappa=1$).

Как было показано при рассмотрении физического закона горения, даже у трубчатых порохов, близких к порохам с постоянной поверхностью горения, в конце горения поверхность убывает, стремясь к нулю; то же наблюдается и у порохов с каналами, у которых после распада поверхность быстро убывает.



Фиг. 3 59. Кривые давления для пороха 9/7 при разных Δ в бомбе с соплом.
1—Δ—0,25, *2*—Δ=0,20, *3*—Δ 0,15 *кг/дм*³

Поэтому если в начале горения секундный приток газов был больше секундного расхода, то с уменьшением горящей поверхности пороха секундный приток в какой-то момент сравнивается с расходом, а потом становится меньше. Момент равенства при-

тока и расхода газов будет отвечать реальному максимуму давления газов p_{max}; после этого давление падает до конца горения.

В самом деле, при высоких давлениях секундный приток газов выражается формулой

$$G_{прит} = \omega \frac{d\psi}{dt} = \omega \Gamma p = \omega \frac{S}{\Lambda_1} u_1 p = \delta S u_1 p,$$

а секундный расход

$$G_{расх} = \omega \frac{d\eta}{dt} = AF_{min} p.$$

Так как давление в обоих равенствах одно и то же, то условие получения p_{max} зависит от соотношения величин

$$\omega\Gamma = \delta S u_1 \text{ и } AF_{min},$$

причем AF_{min} — постоянная величина, характеризующая условия истечения, а $\omega\Gamma$ — величина переменная. Поэтому равенство этих величин и получение максимального давления p_{max} может произойти лишь в один какой-то момент, обычно при убывающей величине S. Поэтому после получения p_{max} кривая p, t будет непрерывно убывать.

Вывод формулы для наибольшего давления при горении пороха в бомбе с соплом*

Выше мы имели основное уравнение для давления в полузамкнутом объеме

$$p = \frac{f\Delta(\psi - \eta)}{1 - \frac{\Delta}{\delta} - \Delta\left(\alpha - \frac{1}{\delta}\right)\psi + \alpha\Delta\eta} = \frac{a}{b}.$$

Для определения условий получения p_{max} дифференцируем это уравнение по t (без упрощений выражения в знаменателе), имея в виду, что

$$\frac{d\psi}{dt} = \Gamma p \quad \text{и} \quad \frac{d\eta}{dt} = \frac{AF_{min}}{\omega} p.$$

Получаем

$$\frac{dp}{dt} = \frac{f\Delta\left(\frac{d\psi}{dt} - \frac{d\eta}{dt}\right)}{b} - p\frac{\left[-\Delta\left(\alpha - \frac{1}{\delta}\right)\frac{d\psi}{dt} + \alpha\Delta\frac{d\eta}{dt}\right]}{b} =$$

$$= \left\{\frac{f\Delta\left(\Gamma - \frac{AF_{min}}{\omega}\right) - p\left[\alpha\Delta\frac{AF_{min}}{\omega} - \Delta\Gamma\left(\alpha - \frac{1}{\delta}\right)\right]}{b}\right\} p.$$

* М. Е. Серебряков, Внутренняя баллистика, Оборонгиз, 1949, стр. 258.

Приравнивая производную dp/dt нулю и сокращая на Δ, находим условие для получения p_{max}:

$$f\left(\Gamma-\frac{AF_{min}}{\omega}\right)+\left[\Gamma\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)-\alpha A\frac{F_{min}}{\omega}\right]p_{max}=0. \qquad (3.77)$$

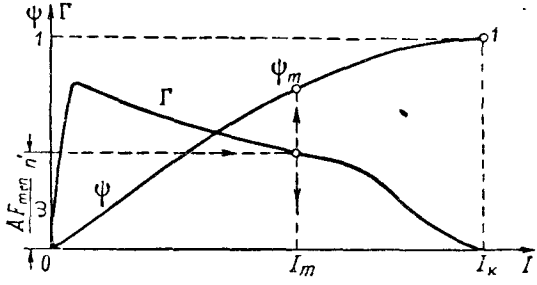
Отсюда получаем связь между притоком и расходом газов в момент получения p_{max}:

$$\omega\Gamma_{min}=AF_{min}n'' \quad \text{или} \quad \Gamma_{min}=\frac{AF_{min}}{\omega}n'',$$

где

$$n''=\frac{1+\alpha\dfrac{p_{max}}{f}}{1+\left(\alpha-\dfrac{1}{\delta}\right)\dfrac{p_{max}}{f}}=1+\gamma'';$$

$$\gamma''\approx\frac{p_{max}}{f\delta}.$$



Фиг. 3.60. График для определения ψ_m при истечении газов из бомбы с отверстием.

Следовательно, в момент получения наибольшего давления приток газов должен быть несколько больше их расхода и тем больше, чем больше p_{max}.

Так, при $f=900\,000$ $\frac{кг\cdot дм}{кг}$ для $p_{max}=200$ *кг/см²* $n''=1{,}014$; для $p_{max}=1000$ *кг/см²* $n''=1{,}066$ и для $p_{max}=2000$ *кг/см²* $n''=1{,}126$.

Получив из опыта в бомбе или теоретическим расчетом кривые изменения ψ и Γ в функции $I=I_к z$, а также величину $\frac{AF_{min}}{\omega}n''$, давление p_{max} определяем графически.

На графике в функции I наносят кривые ψ и Γ (фиг. 3.60). Откладываем на ординате величину $\frac{AF_{min}}{\omega}n''$ и проводим прямую

$\frac{AF_{min}}{\omega} n'' = \text{const}$, параллельную оси абсцисс. Точка пересечения ее с кривой Γ, I определит величину I_m, а величина ψ при том же значении I_m даст значения ψ_m, при которых получается p_{max}. Зная I_m, найдем также $\eta_m = AF_{min}I_к/\omega$. Подставляя значения ψ_m и η_m в уравнение (3.64), найдем наибольшее давление p_{max}:

$$p_{max} - p_в = \frac{f\Delta(\psi_m - \eta_m)}{1 - \frac{\Delta}{\delta}(1 - \psi_m) - \alpha\Delta(\psi_m - \eta_m)}. \qquad (3.78)$$

Задачу об определении p_{max} можно решить и иначе, если в условие (3.77) вместо p подставить его выражение (3.64).

Если обозначить $AF_{min}\omega\Gamma_m = y_m$, то после преобразований, приведения подобных членов вместо условия (3.77) получаем другую зависимость в виде

$$\Delta(\psi_m - \eta_m) = \delta(1 - y_m)\left[1 - \frac{\Delta}{\delta}(1 - \psi_m)\right]. \qquad (3.79)$$

Подставляя теперь левую часть этого выражения в уравнение (3.64), после преобразований имеем

$$p_{max} = \frac{f\delta(1 - y_m)}{1 - \alpha\delta(1 - y_m)}. \qquad (3.80)$$

Обозначив $\delta(1 - y_m) = \Delta_m$, получим формулу для p_{max} вида формулы Шишкова—Нобля:

$$p_{max} = \frac{f\Delta_m}{1 - \alpha\Delta_m}. \qquad (3.81)$$

Формула (3.81) позволяет найти условия, при которых в бомбе с соплом можно получить заданное наибольшее давление p_m.

Для этого из формулы (3.81) находим

$$\Delta_m = \frac{p_{max}}{f + \alpha p_{max}},$$

а так как

$$\Delta_m = \delta(1 - y_m),$$

то

$$y_m = 1 - \frac{\Delta_m}{\delta} = \frac{AF_{min}}{\omega\Gamma_m}$$

и

$$\Gamma_m = \frac{AF_{min}}{\omega\left(1 - \frac{\Delta_m}{\delta}\right)}. \qquad (3.82)$$

Получив из опыта в обычной бомбе кривую Γ, ψ или Γ, I, по величине Γ_m находим ψ_m, I_m и $\eta_m = AF_{min}I_m/\omega$ и проверяем величину p_{max}.

В табл. 3.12 приводятся результаты обработки опытов в бомбе небольшого объема с малыми отверстиями в цилиндриках для испытания на разгар по методу Вьеля.

Приведенные формулы позволяют решить задачу о подборе условий для получения в каморе или бомбе с соплом заданного наибольшего давления *.

Для этого предварительно по опытам в замкнутой бомбе (без сопла) должны быть определены баллистические характеристики пороха, т. е. f, α, $\Gamma_{оп}$ в функции ψ и $\int p\,dt$, ψ и построены эти графики в функции от ψ (или от I).

Задавшись наибольшим давлением в каморе с соплом p_{max}, определяют плотность заряжания $\Delta_m = \frac{p_{max}}{f - \alpha p_{max}}$, которая в замкнутой бомбе обеспечила бы это же давление. Вычисляют значение $1 - \frac{\Delta_m}{\delta}$ и коэффициент истечения A, имея в виду, что для $k = 1{,}2$ $A = 2{,}04/\sqrt{f}$.

Задаваясь площадью сечения сопла, определяют величину $\frac{AF_{min}}{1 - \frac{\Delta_m}{\delta}}$, а затем при различных значениях ω_i проводят на графике Γ, ψ (фиг. 3.61) ряд линий aa', параллельных оси абсцисс, на расстояниях $\frac{AF_{min}}{\omega_i\left(1 - \frac{\Delta_m}{\delta}\right)}$.

Таблица 3.12

Результаты опытов в бомбе небольшого объема с малыми отверстиями

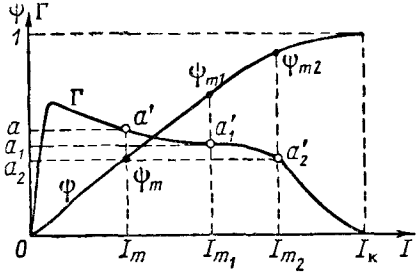
№ опыта	Δ	ω	p_{max} без сопла (расчетные)	F_{min} $м.м^2$	p_{max} с соплом (опытные)	$\frac{AF_{min}}{\omega}$	Δ_m	$1 - \frac{\Delta_m}{\delta}$	Γ_m по ф. (6)	ψ_m по Γ, ψ	η_m	$\psi_m - \eta_m$	p_{max} (расчетные)
1	0,293	4,83	3320	2,55	2260	0,037	0,220	0,861	0,043	0,886	0,149	0,737	2260
2	0,399	6,58	5300	9,00	1640	0,096	0,170	0,893	0,107	0,766	0,364	0,402	1640
3	0,401	6,61	5360	9,23	1840	0,098	0,187	0,882	0,111	0,752	0,315	0,437	1840

* М. Е. Серебряков, Установление связи между параметрами при горении пороха в незамкнутом объеме, «Известия Артиллерийской академии», т. 15, 1935.

Данные табл. 3. 12 показывают, что результаты расчетов p_{max} по приведенным выше зависимостям (3. 79)—(3. 81) дают хорошее совпадение с результатами опытов.

Одно и то же давление p_{max} можно получить при разных комбинациях ω, F_{min}, $I_к$ или Г.

Подбирая комбинацией ω и F_{min} точку пересечения линии aa' с кривой Γ, ψ ближе к началу горения, можем получить горение большей части заряда при убывающем давлении или, наоборот, перенося точку пересечения к концу горения, получим сгорание почти всего пороха при возрастающем давлении.



Фиг. 3 61. График для определения ψ_m при разных ω $\omega<\omega_1<\omega_2$; $I_m<I_{m1}<I_{m2}$, $\psi_m<\psi_{m1}<\psi_{m2}$

При рассмотрении вопроса о физическом законе горения порохов было показано, что для обычных воспламенителей, которые развивают давление в бомбе порядка 20—50 *кг/см*^{2}, кривая Γ, ψ при постепенном воспламенении начинается значительно ниже, чем при мгновенном воспламенении. При этом, если она лежит ниже прямой aa', характеризующей расход газов через сопло, то полного воспламенения может не произойти, и порох, начав частично гореть, гаснет вследствие падения давления. Такие случаи наблюдались при сжигании порохов в бомбах с соплами.

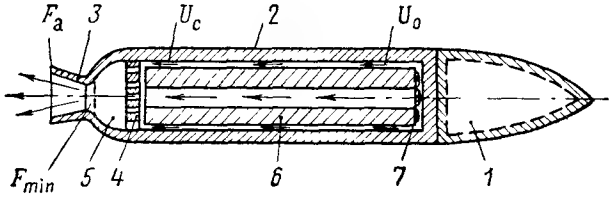
РАЗДЕЛ ВТОРОЙ

ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ПОРОХОВОГО ЗАРЯДА В КАМОРЕ РАКЕТЫ

Глава IV

ВНУТРЕННЯЯ БАЛЛИСТИКА ПОРОХОВЫХ РАКЕТ

В реактивном пороховом снаряде боевая часть и двигатель, состоящий из отдельной каморы сгорания с соплом и заряда, составляют единую систему, движение которой осуществляется под действием силы тяги пороховых газов, вытекающих из каморы через сопло (фиг. 4.1).



Фиг. 4 1. Схема устройства порохового реактивного заряда.

1—боевая часть, *2*—камора, *3*—сопло, *4*—диафрагма, *5*—яблоко, *6*—заряд, *7*—воспламенитель.

Основная задача внутренней баллистики для пороховых реактивных снарядов состоит в том, чтобы при заданных условиях заряжания найти закон изменения давления пороховых газов в каморе в функции времени, т. е. $p=f(t)$, а вместе с тем и закон изменения силы тяги ракеты для обеспечения требуемой скорости ракеты v_{max}

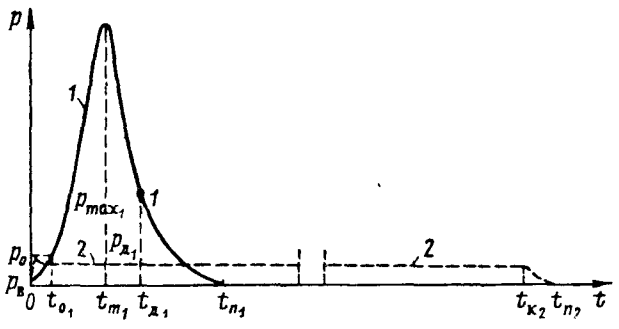
Задача баллистического проектирования ракеты состоит в том, чтобы по заданным весу ее боевой части, силе тяги и времени ее действия, выбрав энергетические характеристики пороха, найти вес заряда, его рациональную форму (в виде одного или нескольких элементов) и конструкцию соплового блока.

В отличие от выстрела из артиллерийского орудия — процесса очень высокой напряженности — горение порохового заряда в каморе двигателя ракеты протекает при гораздо меньших давлениях и менее напряженно.

В связи с этим и характер зависимости скорости горения от давления будет иным, чем при высоких давлениях. На скорость

горения порохового заряда в каморе ракеты, кроме давления газов, влияет скорость потока газов вдоль горящей поверхности пороха, вызывающая дополнительное увеличение скорости горения (явление эрозии).

Эти особенности сгорания пороха в каморе реактивного двигателя при одновременном истечении газов через сопло определяют и особенности конструкции каморы и заряда.



Фиг. 4.2. Кривые p, t в канале ствола и в каморе ракеты.

Ниже рассматриваются вопросы внутренней баллистики реактивных снарядов.

На фиг. 4.2 приведены кривые давления $p=f(t)$ в артиллерийском орудии (*1-1*) и в ракетном снаряде (*2-2*); они показывают различие в характере изменения давления в канале ствола орудия и в ракетной каморе. Если в орудии давление быстро нарастает до 3000—4000 *кг/см*^{2} и почти также быстро падает (кривая *1-1*), то в каморе ракеты давление быстро достигает максимальной величины порядка 150—200 *кг/см*^{2} и затем остается почти постоянным до конца сгорания пороха (кривая *2-2*). Время сгорания заряда измеряется секундами и десятками секунд.

Камора порохового реактивного снаряда состоит из тонкостенного цилиндра *2*, дно которого обращено к снаряду, и соплового блока с переходной частью, отделенной от заряда диафрагмой *4*, удерживающей заряд *6* в определенном положении. Объем *5* между диафрагмой и соплом *3* иногда называют «яблоком». Минимальное (критическое) сечение сопла обозначают через $F_{\min}$, а наибольшее выходное сечение через F_a. Отношение $F_a/F_{\min}$ — основная характеристика сопла.

Сопло характеризуется также отношением диаметров этих сечений $d_a/d_{\min}=\xi$. Обычно величина ξ изменяется в пределах от 2 до 2,5, так как бо́льшие значения $d_a/d_{\min}$, незначительно повышая тягу двигателя, увеличивают вес сопла и снаряда в целом.

Диафрагма, удерживающая заряд на месте в определенном положении, должна как можно меньше задерживать пороховые газы при течении их к соплу. Сумма отверстий диафрагмы $F_д$ и

форма колосников в значительной степени определяют гидродинамические сопротивления при течении газов к соплу. Практика показывает, что сумма площадей отверстий в диафрагме $F_д$ должна быть в несколько раз больше минимального сечения сопла F_{min}.

4.1. ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ПОРОХОВОГО ЗАРЯДА В КАМОРЕ РАКЕТЫ

Считают, что в ракетных двигателях время от момента образования газа у поверхности горения до момента выхода его из сопла достаточно для того, чтобы в продуктах горения установилось химическое равновесие. Анализ газов и теоретические расчеты состава газов, проведенные в предположении о химическом равновесии, хорошо согласуются с результатами опытов.

Так как давление в каморе сравнительно невелико (по данным Льюиса * не выше 140 *кг/см*^{2}), то стенки каморы, так же как и стенки боевой части, имеют толщину, значительно меньшую, чем стенки артиллерийских снарядов и тем более орудий.

Как было показано в гл. II, сила реакции, или тяга, возникающая в результате истечения газов из ракетной каморы,

$$R=\zeta F_{min} p,$$

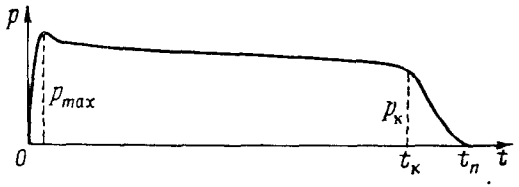
где p — давление газов в каморе;

F_{min} — площадь критического (минимального) сечения сопла;

ζ — коэффициент, зависящий от природы пороховых газов и конструкции сопла.

На процесс горения пороховых шашек в ракетной каморе оказывают определенное влияние следующие факторы, которых не было при горении пороха в канале ствола:

1. При соплах с достаточно большим поперечным критическим сечением F_{min} можно в каморе поддерживать давление пороховых газов, близкое к постоянному; величина этого давления определяется балансом секундного притока и расхода газов. Максимум давления возникает сразу после воспламенения заряда, после чего в течение всего процесса горения давление сохраняет почти постоянную величину и только в конце горения ($p_к$) составляет $\sim 0{,}9 p_{max}$ (фиг. 4.3).



Фиг. 4.3. Типичная кривая p, t в каморе ракеты.

* Льюис, Пиз, Тэйлор, Процессы горения, Физматгиз, 1961.

2. Наибольшее давление газов, как правило, не превышает 150—200 *кг/см*^{2}. Например, в снаряде М-13 давление $p_{max}=170$ *кг/см*^{2}, и обычно весь процесс горения пороха протекает при давлении, близком к этому значению.

3. Закон скорости горения пороха при низких давлениях (каморы ракет) будет иным, чем при высоких (канал ствола). Ранее (см. гл. III) было показано, что при высоких давлениях (свыше 600÷800 *кг/см*^{2}) закон скорости горения пороха выражается зависимостью $u=u_1 p$, где $u_1=\text{const}$. При низких давлениях (меньше 600 *кг/см*^{2}) этот закон выражается формулой $u=Ap^{\nu}$, в которой для разных участков давлений коэффициент A и показатель степени ν имеют свои особые значения.

На узких участках изменения давлений зависимость скорости горения от давления можно заменить зависимостью в виде прямой $u=ap+b$, не проходящей через начало координат и касательной к действительной кривой $u=f(p)$. На различных участках изменения давления (например, на участке до давления 300 и на участке от 300 до 600 *кг/см*^{2}) коэффициенты a и b будут иметь разные значения.

Зависимость $u=f(p)$ на участке изменения давления от 0 до 600 *кг/см*^{2} можно выразить также зависимостью вида $u=u_1 p$ с переменным коэффициентом u_1, который является функцией давления и скорости горения (подробнее см. гл. III, стр. 134—135).

Так как в каморе ракетного снаряда порох горит при почти постоянном давлении, то, зная время сгорания пороха $t_к$, легко при известном среднем давлении $p_{ср}$ найти u_1 по следующей формуле:

$$u_1=\frac{e_1}{\int_0^{t_к} p\,dt}=\frac{e_1}{p_{ср}t_к}.$$

Следовательно, если горение пороха идет при почти постоянном давлении, то можно для этого давления принимать $u_1=\text{const}$ и при решении задачи внутренней баллистики использовать зависимость $u=u_1 p$.

Опыты по сжиганию ракетных порохов при очень низких давлениях показали, что u_1 увеличивается с уменьшением давления. Эти данные подтверждают выводы, сделанные в гл. III, о зависимости u_1 от давления (в диапазоне давлений от 20 до 600 *кг/см*^{2}).

4. Для условий горения порохов в ракетной каморе зависимости притока и расхода газов от давления различны.

Секундный приток газов

$$G_{прит}=\omega\frac{d\psi}{dt}=S\delta u=S\delta Ap^{\nu},$$

где $\nu < 1$, а секундный расход —

$$\omega \frac{d\eta}{dt} = \frac{K_0}{\sqrt{f\tau_{ср}}} F_{min} p.$$

Таким образом, секундный приток — кривая, обращенная выпуклостью кверху, а расход — прямая линия, выходящая из начала координат.

Это различие в характере изменения притока и расхода газов делает процесс горения более стабильным и обеспечивает постоянство давления газов в каморе, т. е. происходит своего рода «саморегулирование» давления (см. стр. 248).

Вместе с тем в некоторых случаях при большом сечении сопла создаются условия для затухания — полного или временного прекращения горения пороха с последующим затем самовоспламенением его (прерывистое горение).

5. Горящая поверхность заряда, закрепленного в каморе в определенном положении, непрерывно омывается потоком газов, движущихся в направлении к соплу с различными скоростями. Так у дна каморы скорость газов (U_0) близка к нулю, в сечениях у торцов, обращенных к соплу (U_c), она будет наибольшей. Газы, движущиеся вдоль боковых поверхностей шашек и по каналам в них с максимальными скоростями до 150—200 *м/сек*, повышают скорость горения и вызывают эрозию пороха, которая выражается в размывании каналов в направлении к соплу (каналы превращаются в конические раструбы). Неравномерность эрозии пороха по длине канала обычно учитывается введением соответствующей поправки в закон скорости горения.

6. Скорость газов, омывающих пороховой заряд, зависит от их плотности γ, величины боковой поверхности пороха S, определяющей количество образующихся в единицу времени газов, и площади свободного сечения (прохода) $F_{св}$ между стенками каморы и шашками заряда. Эта площадь определяется из геометрического соотношения

$$F_{св} = F_{кам} - \Sigma_т,$$

где $F_{кам}$ — площадь поперечного сечения каморы;

$\Sigma_т = nS_т$ — сумма площадей торцов шашек заряда (здесь n—число шашек в заряде).

Величина $\Sigma_т$ изменяется от наибольшего значения $\Sigma_{т0}$ до нуля в конце при сгорании всех шашек. Поэтому $F_{св}$ меняется от наименьшей $F_{св0} = F_{кам} - \Sigma_{т0}$ в начале до $F_{кам}$ в конце горения. В соответствии с этим изменяется и скорость движения газов, а следовательно, и эрозия.

7. Так как время горения заряда из толстых шашек в ракетных камерах при низких давлениях в сотни раз больше времени сгорания зарядов в орудии, то теплоотдача и теплопотери здесь

значительно больше, чем в орудии, и достигают 10—20% всей тепловой энергии заряда (в орудии $\Delta Q/Q=0{,}3\div 3\%$).

Наибольшая теплоотдача происходит в начале горения, когда скорость потока газов вдоль стенок наибольшая, а температура стенок наименьшая.

Так как пороховые газы, вытекающие через сопло, имеют очень высокую температуру, то иногда происходит увеличение его минимального сечения вследствие разгара сопла, особенно при горении высококалорийных порохов, а это может привести к бо́льшему падению давления газов в каморе, чем при сопле с постоянным сечением $F_{\min}$.

Рассмотренные выше особенности в той или иной степени влияют на характер горения и на кривую давления $p(t)$, которая получается при сгорании пороха в ракетной каморе. Поэтому при решении основной задачи внутренней баллистики для порохового ре́активного двигателя, которая должна дать зависимости для расчета кривой давления газов p в каморе в функции времени t, необходимо учитывать совместное влияние всех указанных выше условий и факторов. Из них основные — закон скорости горения при малых давлениях с учетом влияния эрозии, соотношение между секундным приходом и расходом газов, учет теплоотдачи.

Основные процессы, протекающие в каморе ракеты, и связь между ними

Горение пороха характеризуется секундным притоком пороховых газов

$$G_{\text{прит}}=\omega\frac{d\psi}{dt}=\omega\frac{S}{\Lambda_1}u=S\delta u, \tag{4.1}$$

где u — скорость горения топлива при малых давлениях ($u=Ap^{\nu}$).

Если бы не было истечения газов через сопло, то скорость нарастания давления в данном объеме выразилась бы известной зависимостью:

$$\frac{dp}{dt}=f\delta u_1\frac{S}{V}p. \tag{4.2}$$

Эта зависимость влияет и на истечение газов через сопло.

Под влиянием перепада давлений в каморе газы будут течь к соплу вдоль горящей поверхности пороха и увеличивать скорость горения (явление эрозии пороха).

Интенсивность течения газов через камору к соплу можно характеризовать секундным проходом газов через свободное сечение каморы:

$$G_{прох}=F_{св}\gamma U, \tag{4.3}$$

где γ — плотность газов $\left(\gamma=\frac{p}{f_0+\alpha p}\approx\frac{p}{f_0}\right)$;

U — скорость течения газов в данном свободном сечении, изменяющаяся от нуля у дна каморы до наибольшей U_s в сечении около диафрагмы (у торца шашки, обращенного к соплу).

Интенсивность истечения газов через сопло характеризуется их секундным расходом через минимальное (критическое) сечение сопла $F_{\min}$:

$$G_{\text{расх}}=AF_{\min}p, \tag{4.4}$$

где $A=\frac{K_0}{\sqrt{f_0\tau}}$ — коэффициент, зависящий от природы и температуры истекающих газов с учетом степени их охлаждения вследствие теплоотдачи*;

p — давление в предсопловом объеме (яблоке); оно несколько меньше давления в каморе, при котором горит порох.

Если в первом приближении принять процесс в каморе установившимся, то можно написать

$$S\delta u=F_{\text{св}}\gamma U_{\max}=AF_{\min}p. \tag{4.5}$$

Отсюда можно установить связь между конструктивными элементами каморы с соплом, размерами и формой заряда и давлением газов в каморе.

Саморегулирование давления при горении пороха в каморе ракеты

При сравнительно низких давлениях в каморах ракетных снарядов закон скорости горения выражается формулой

$$u=u_1'p^{\nu},$$

где $\nu<1$.

Тогда секундный приток газов, выражаемый формулой (4. 1)

$$\omega\frac{d\psi}{dt}=\omega\frac{S}{\Lambda_1}u_1'p^{\nu}=S\delta u_1'p^{\nu},$$

а секундный расход — зависимостью (4. 3):

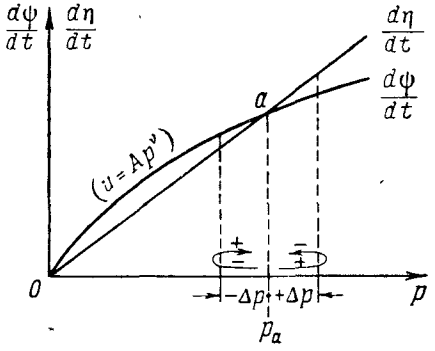
$$G_{\text{расх}}=\omega\frac{d\eta}{dt}=AF_{\min}p.$$

---

* Этот коэффициент впервые был предложен В. М. Трофимовым в 1923 г.

Это различие показателей степени при давлении в формулах притока и расхода газов приводит к весьма интересному явлению саморегулирования давления, которое проявляется в горении толстых шашек при малых давлениях (от 50 до 250 *кг/см*²) *.

В самом деле, если изобразить на фиг. 4.4 секундные относительные приток и расход газов, то первый процесс выразится кривой параболического типа, выпуклой кверху, второй — прямой, проходящей через начало координат, тангенс угла наклона которой $A\frac{F_{\min}}{\omega}$ можно подобрать по желанию.



Фиг. 4.4. Диаграмма притока и расхода газов (саморегулирование давления).

Пусть в точке a установилось равенство притока и расхода газов и давление сохраняет определенную величину. Если по какой-либо причине давление p_a начнет повышаться на величину $+\Delta p$ (отклонение вправо от точки a), то интенсивность расхода газов возрастет по сравнению с быстротой газообразования, и давление начнет падать, возвращаясь к величине p_a. При уменьшении давления на величину $-\Delta p$ (отклонение влево от точки a) более интенсивно будет идти процесс притока газов и это будет повышать давление, возвращая его к величине p_a.

Таким образом, различие в характере изменения секундного притока и расхода газов при малых давлениях приводит к *саморегулированию давления*. Благодаря этому процесс горения пороха становится более устойчивым, чем при высоких давлениях (порядка 2000 *кг/см*²).

---

* М. Е. Серебряков, Внутренняя баллистика, Оборонгиз, 1949, стр. 261—262.

4.2. ФОРМА ПОРОХОВЫХ ШАШЕК

Заряд может состоять из одной или нескольких шашек; форма их весьма разнообразна.

Толщина ракетных порохов, даже в снарядах полевого типа, значительно превышает толщину обычных орудийных порохов. Поэтому они получили название «пороховых шашек», хотя в большинстве случаев они имеют форму толстостенных трубок.

Наибольшая скорость ракеты в конце активного участка (в конце горения заряда) зависит в основном от энергетической характеристики пороха — единичного импульса I_1 и от отношения ω/q — веса заряда ω к весу остальной части ракеты q. Чем больше ω и чем меньше q, тем бо́льшую скорость получит ракета в конце активного участка полета. Поэтому чем больше вес заряда, плотность заряжания и коэффициент заполнения каморы, т. е. отношение суммы площадей торцов шашек $nS_т$ к поперечному сечению каморы $F_{кам}$, тем большую скорость может дать двигатель при прочих равных условиях.

Поэтому вопрос о возможно лучшем заполнении каморы шашками имеет большое значение при проектировании порохового заряда.

Для трубчатых шашек наружный диаметр шашки D_0 зависит от внутреннего диаметра каморы $D_{кам}$:

при 6—7 шашках $D_0 = \frac{1}{3} D_{кам}$,

„ 5 „ $D_0 = 0{,}37 D_{кам}$,

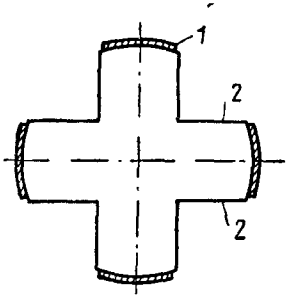
„ 4 „ $D_0 = 0{,}415 D_{кам}$,

„ 3 „ $D_0 = 0{,}464 D_{кам}$.

При одной шашке ее диаметр D_0 может быть лишь немного меньше $D_{кам}$. Коэффициент заполнения зависит также от диаметра канала шашек. Максимальный коэффициент заполнения, равный 1, получился бы при сплошной цилиндрической шашке без канала, забронированной с боковой поверхности и запрессованной в камору; плотность заряжания Δ равнялась бы плотности пороха δ. При горении с торца такая шашка сохраняет поверхность горения постоянной, но при этом для обычных порохов секундный приток газов был бы слишком мал, и тяга двигателя была бы незначительной. Чтобы увеличить тягу, надо значительно увеличить скорость горения пороха вдоль оси шашки.

Поэтому в практических условиях применяют заряды из одной или нескольких трубок (одношашечные или многошашечные). Кроме того, имеется очень много вариантов других форм. Например, Уимпресс приводит чертежи шашек крестообразной формы, которая может дать бо́льшую вместимость, чем обычные трубчатые шашки, но при этом получается дегрессивное горение. При толщине перекладины креста около $^1/_3$ внутреннего диаметра

каморы $D_{кам}$ горящая поверхность к концу горения уменьшается на 40%. Поэтому степень дегрессивности шашки такой формы уменьшают, бронируя полностью или частично наружные поверхности всех четырех выступов шашки (фиг. 4.5).

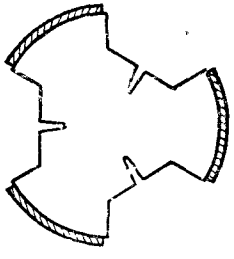


Фиг. 4.5. Поперечное сечение крестообразной шашки.

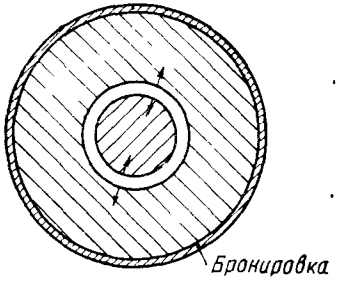
1—бронировка, *2*—толщина свода.

Частичная бронировка наносится по участкам или по спирали в шахматном порядке.

Такие шашки в зависимости от относительной величины поверхности бронирования могут давать кривые p, t с разной степенью прогрессивности.



Фиг. 4.6. Поперечное сечение шашки с тремя выступами.

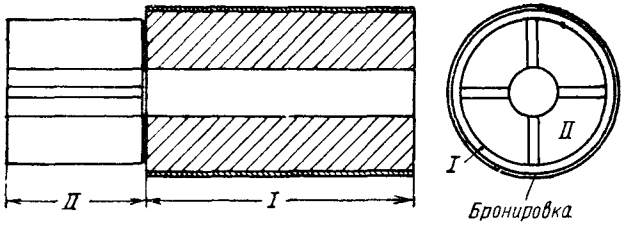


Фиг. 4.7. Поперечное сечение телескопического заряда.

Неудовлетворительные результаты опытов (выскоки давления) в ряде случаев объясняются недостаточной механической прочностью пороховых шашек и непрочностью бронировки. Наилучшим способом считается бронирование торцов и 45% наружной поверхности выступов; такая шашка дает уменьшение горящей поверхности на 10%.

Кроме шашек крестообразной формы, применяются и другие аналогичные формы. Например, шашки с тремя выступами и с забронированной боковой поверхностью имеют почти постоянную горящую поверхность в течение всего процесса горения (фиг. 4. 6), но они более сложны в изготовлении и дают больше аномалий при горении.

Иногда применяют комбинированные заряды телескопического вида, представляющие собой прут или круглый брусок, вставленные с зазором в канал бронированной снаружи трубки. При большой плотности заполнения такой заряд горит с постоянной поверхностью — возрастает поверхность трубки, убывает поверхность прута (фиг. 4. 7).



Фиг. 4. 8 Цилиндрическая шашка с продольными пазами (пропилами)

I—прогрессивно горящая часть без пазов. *II*—дегрессивно горящая часть с пазами.

Одной из разновидностей комбинированного заряда (фиг. 4. 8) является трубчатая шашка с забронированной наружной поверхностью, горящая прогрессивно (*I*), и трубчатая шашка с пропиленными крестообразными щелями, горящая дегрессивно (*II*). Меняя относительную длину *I* и *II* элементов, можно получить различное отклонение от постоянной поверхности горения в сторону уменьшения, или увеличения общей горящей поверхности

Особенности горения трубчатых шашек с продольными пазами

Рассмотрим более подробно забронированную снаружи шашку трубчатой формы с продольными пазами (щелями) на части ее длины.*

Одно время в США большое внимание уделяли забронированной снаружи цилиндрической шашке с каналом, поперечное сечение которого имело форму звезды с числом лучей от 5 до 16 или форму спиц вагонного колеса.

* Max. W. Stone, Slotted Tube Grain Design, ARS, 1961, February, p 223—228.

Преимущества таких шашек:

1) во время горения горячие газы не омывают поверхность каморы, и поэтому нагрев стенок каморы получается минимальным;

2) горящая поверхность в течение определенного времени до сгорания наименьшей толщины пороха сохраняется почти постоянной.

Недостатки этих шашек:

1) после сгорания наименьшей толщины e_s наступает распад шашки на число элементов, равное числу лучей звезды. Эти элементы шашки горят дегрессивно с убыванием горящей поверхности до нуля;

2) при изготовлении таких шашек наличие острых углов и впадин создает в массе пороха концентрацию напряжений, приводящих иногда к ее растрескиванию в различных местах, что может вызывать аномальное горение с резким подъемом давления.

Недостатком также является сравнительно небольшая толщина сводов до получения распада $[e_s=(0{,}20\div 0{,}25)D_0]$.

За последнее время в связи с разработкой ракет на твердом топливе с большой силой тяги и большого калибра особое внимание уделяется трубчатым шашкам, забронированным снаружи и имеющим продольные пазы (щели) на некоторой части длины шашки. Часть этой шашки с каналом без пазов ($n=0$) с забронированным торцом горит прогрессивно, а часть шашки с пазами горит дегрессивно и тем дегрессивнее, чем больше число пазов n. Одновременное горение обеих частей шашки при определенных соотношениях размеров может дать почти постоянную поверхность горения.

К преимуществам шашек такой формы следует отнести следующие.

1) возможность получить более высокую плотность заряжания за счет уменьшения диаметра канала;

2) возможность получить бо́льшую толщину свода $[e_1=(0{,}40\div 0{,}45)D_0]$ и за этот счет увеличить время горения топлива;

3) отсутствие продуктов распада в отличие от зарядов со звездчатым каналом;

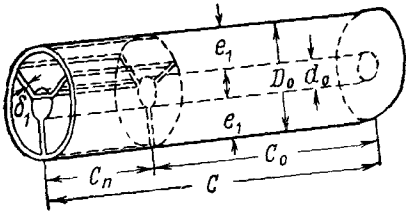
4) низкая концентрация напряжений в массе топлива вследствие простоты формы;

5) простота конструкции заряда делает несложным и его изготовление.

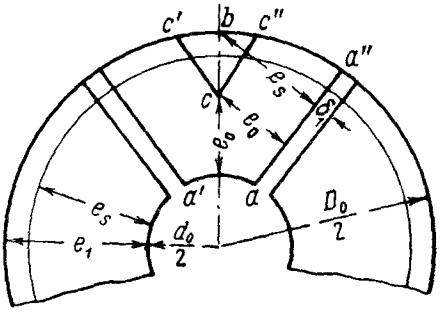
Основным недостатком этой формы является то, что для защиты стенок двигателя от горячих газов в области пазов на эту часть длины шашки с пазами надо надевать гильзу — лейнер из теплоизолирующего материала. Но, как показали испытания таких зарядов в США, применение изолирующих чехлов не приводит на практике к большим затруднениям.

Для более наглядного представления о горении заряда с продольными пазами ниже приводятся схемы этой формы заряда.

На фиг. 4.9 изображена общая схема шашки с тремя продольными пазами. Наружная поверхность и торец части шашки без пазов забронированы. В приведенной схеме C — длина всей шашки; C_n — длина части шашки с пазами (длина пазов); $C_0=C-C_n$ — длина части шашки без пазов, где $n=0$; D_0 — наружный диаметр шашки; d_0 — внутренний диаметр шашки; $e_1=\frac{D_0-d_0}{2}$ — толщина горящего свода; δ_1 — ширина паза; $\delta_1/2$ — радиус скругления дна паза.



Фиг. 4.9. Схема шашки с тремя продольными пазами.



Фиг. 4.10. Поперечное сечение шашки с продольными пазами.

На фиг. 4.10 изображено поперечное сечение части шашки с пазами; e_1 — полная толщина свода, горящая в направлении радиуса; e_s — толщина свода сектора с пазами, сгорающая к концу горения перпендикулярно плоскости паза. В зависимости от числа пазов n и величины отношения e_1/d_0 величина e_s может быть больше, равна или меньше e_1.

Если $e_s>e_1$, то горение части шашки без пазов и части шашки с пазами заканчивается одновременно за счет сгорания толщины e_1 в направлении радиуса, которая в данном случае является наименьшей. В этом случае горение заряда протекает в одну фазу.

Если $e_s=e_1$, то горение сектора по радиусу и по перпендикуляру к плоскости паза кончается одновременно со сгоранием по радиусу части шашки без пазов. В этом случае горение также протекает в одну фазу.

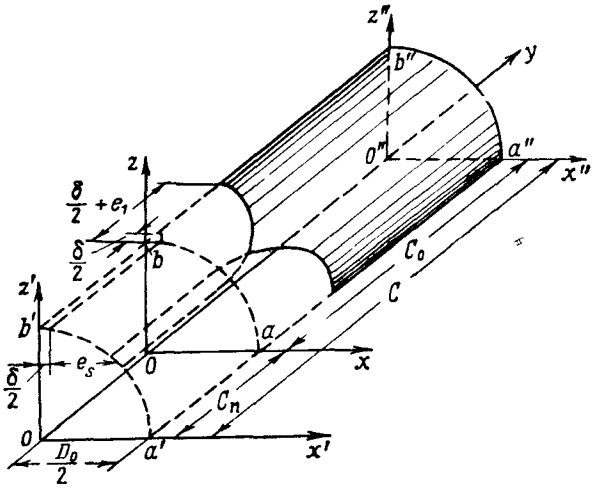
Если $e_s<e_1$, то горение сектора между двумя пазами при $n\geqslant 4$ протекает в три фазы:

1) от начала горения до того момента, когда цилиндрическая поверхность части канала между двумя пазами, убывая, обратится в линию (в нуль); к этому моменту сгорит толщина e_0 (расстояния от точки c до первоначальной поверхности канала aa' и до плоскостей пазов aa'' одинаковы и равны e_0). В этой первой фазе горения поверхность изменяется по одному закону;

2) после сгорания толщины e_0 горение идет только со стороны пазов cc'' и cc'; оно опережает горение по радиусу, и проекция

плоскости соприкосновения горящих плоскостей пазов идет по линии *cb*, причем в этой фазе горение секторов между пазами дегрессивнее и поверхность убывает быстрее, чем в первой фазе. Горение второй фазы заканчивается, когда со стороны обоих пазов сгорит толщина $e_s < e_1$;

3) прогрессивное горение оставшейся части шашки без пазов, когда поверхность возрастает в отношении $\frac{D_0}{d_s} = \frac{D_0}{d_0 + 2e_s}$.



Фиг 4 11 Схема горения шашки с продольными пазами с образованием фестонов

Приведенная выше схема горения справедлива, если часть шашки без пазов отделена от другой ее части с пазами бронировкой и не горит торец части шашки с пазами.

Если эта часть шашки с пазами будет открыта с торца, то при горении шашки с уменьшением площади ее торца уменьшается и высота ее части с пазами C_n; последняя будет меняться по закону $C_n' = C_n(1 - \beta z)$, где $\beta - e_s C_n$

По этому же закону будет уменьшаться и вся боковая поверхность части шашки с пазами.

Следовательно, в этом случае начальная поверхность будет больше, а горение идет дегрессивнее, чем при забронированных торцах.

Если между частями шашки без пазов и с пазами бронировки нет и пазы пропилены непосредственно в целой шашке на длине C_n, то со дна паза (плоского площадью $\delta_1 e_1$ или скругленного площадью $\frac{\pi}{2}\delta_1 e_1$) горение будет распространяться в глубь части

шашки без пазов, и к концу горения на наружной поверхности по числу пазов образуется n круглых вырезов радиусом $\frac{\delta_1}{2}+e_1$, которые, пересекаясь друг с другом, образуют n фестонов. Вследствие этого общая поверхность к концу горения уменьшается, компенсируя возрастание поверхности горения в третьей фазе.

Поверхность в конце горения такого пороха с круглыми фестонами изображена на фиг. 4.11.

Таким образом, горение шашки с n продольными пазами на части ее длины получается достаточно сложным, и для анализа изменения поверхности горения в целом надо предварительно найти закон изменения каждой отдельной поверхности σ_i и определить, какую часть α_i от общей поверхности составляет каждая из этих поверхностей. Затем по известной формуле (см. гл. III стр. 162).

$$\sigma=\Sigma\alpha_i\sigma_i=\alpha_1\sigma_1+\alpha_2\sigma_2+\alpha_3\sigma_3+\ldots$$

определяется суммарное изменение поверхности горения.

4.3. ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ЗАРЯДА В КАМОРЕ РАКЕТЫ

Воспламенение ракетного заряда — сложный тепловой и физико-химический процесс, в котором можно различать следующие стадии:

1) зажжение воспламенителя,

2) горение воспламенителя;

3) распространение продуктов горения воспламенителя вдоль заряда;

4) прогрев поверхности пороха и его воспламенение за счет тепла газов воспламенителя.

Воспламенитель в пороховом ракетном двигателе применяется, во-первых, для того, чтобы сообщить поверхности заряда температуру, необходимую для его зажжения и, во-вторых, чтобы создать в ракетной каморе давление, необходимое для нормального горения в условиях не только притока, но и расхода газов через сопло.

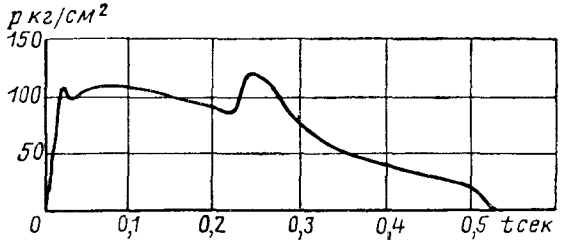
Время воспламенения должно быть небольшим и достаточно стабильным, а давление в каморе при воспламенении заряда не должно быть слишком высоким. Воспламенитель при сгорании не должен разрушать пороховых шашек, а его оболочка не должна застревать в соплах, что может вызвать аномальное повышение давления (фиг. 4.12). Располагается он обычно у дна каморы; иногда несколько воспламенителей укрепляется в канале шашки (фиг. 4.13).

Представляет также интерес конструкция воспламенителей * — «ракета в ракете», обеспечивающая длительность и стабильность

* Дж. В Раберн, Система воспламенения твердых топлив, ВАРТ, 1960, № 21

действия газов воспламенителя (фиг. 4.14) и рулонный воспламенитель с пиротехническим составом (фиг. 4.15).

Природа воспламенителя и быстрота его сгорания оказывают влияние на начальный взмыв давления и на величину p_{max}, которая получается в самом начале горения пороха. При воспламени-

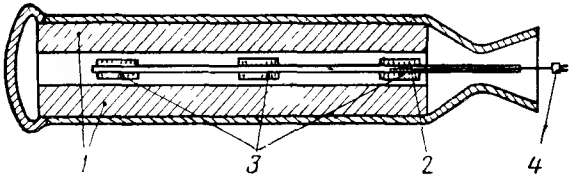


Фиг 4.12. Диаграмма давления с аномальным пиком.

теле из мелкого дымного пороха на кривой давления газов получается более резкий и острый взмыв, чем при том же весе воспламенителя из крупнозерненого пороха.

Заряд воспламенителя должен удовлетворять следующим требованиям.

1. Воспламенитель должен быстро передавать теплоту основному заряду.



Фиг. 4.13. Схема устройства центрального воспламенителя.

1—заряд, *2*—первичный воспламенитель, *3*—дополнительные воспламенители, *4*—запал.

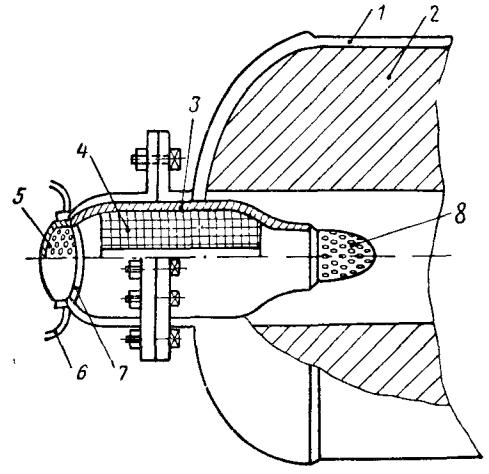
2. Продукты горения зазора должны содержать достаточное количество накаленных твердых частиц, чтобы лучше и быстрее нагревать поверхность пороха.

3. Воспламенитель должен иметь достаточное количество газообразных продуктов, чтобы быстро повысить давление в ракетной каморе до требуемого значения.

4. Заряд воспламенителя должен обладать химической стойкостью в течение длительного времени хранения.

5. Воспламенитель должен быстро воспламеняться от небольшого количества тепловой энергии, получаемой от запала.

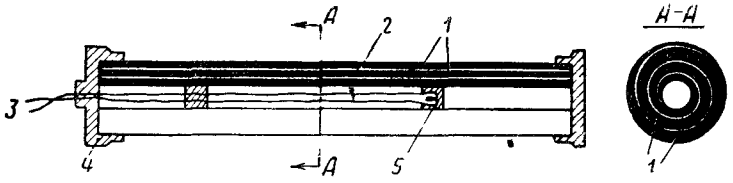
Всем этим требованиям достаточно хорошо удовлетворяет дымный черный порох, который и применяется обычно в качестве воспламенителя.



Фиг. 4.14. Воспламенитель «ракета в ракете».

1—корпус ракеты, *2*—основной заряд твердого топлива, *3*—корпус каморы с воспламенителем, *4*—воспламенительный заряд высококалорийного топлива, *5*—зерна пиротехнического состава, *6*—электрозапал, *7*—прогорающая диафрагма, *8*—сетчатый наконечник для истечения газов воспламенителя.

Для воспламенения применяются также смеси из перхлората калия ($KClO_4$) и алюминия или магния, но при хранении они могут окислять эти металлы. В качестве воспламенительного состава



Фиг. 4.15. Рулонный воспламенитель.

1—лист пиротехнического состава, навернутый на центральную оправку, *2*—подложка с нанесенным на ее поверхности пиротехническим составом, *3*—электропровода запала, *4*—резиновые фиксирующие фланцы, *5*—электрозапал.

используются дымный порох, дымный порох с металлическими присадками; смесь металлического порошка с измельченными кристаллами типа перхлоратов (без наполнителя), смесь

металл—окислитель—наполнитель, приготовляемая в виде порошков и зерен, петарды быстрогорящего твердого топлива или спрессованного пиротехнического состава, пиротехнические составы, наносимые в виде специального покрытия на горящую поверхность основного заряда, шашки высококалорийного топлива и т. п.

Практика проектирования и отработки различных систем воспламенения показала, что общим требованием является необходимость обеспечения контакта всей поверхности горения основного заряда с продуктами горения воспламенителя и максимального увеличения времени пребывания продуктов горения воспламенителя в каморе сгорания.

При исследовании сравнительной воспламеняемости различных топлив, особенно после длительного хранения зарядов, было установлено, что металлизированные топлива труднее воспламеняются, чем топлива, рецептура которых не содержит металлических присадок; смесевые топлива, и особенно не содержащие в качестве окислителя нитраты, воспламеняются хуже баллиститных порохов.

Для некоторых смесевых топлив указывается резкая зависимость свойств воспламеняемости от сроков хранения зарядов, что объясняется нарушением равномерности распределения окислителя и горючих компонентов по толщине шашки при хранении таких топлив. Вследствие этого из-за недостатка окислителя поверхностный слой становится трудновоспламеняемым. Преодолеть это можно правильным подбором вещества воспламенителя (с избытком окислителя в продуктах горения).

До сих пор воспламенитель подбирался на последнем этапе проектирования двигателя и размещался в свободных объемах снаряженной каморы сгорания, но лучше выбирать место для размещения воспламенителя для каждой конкретной конструкции заряда и двигателя.

Опыты в каморе с соплом показали, что при горении в каморе одного воспламенителя кривая $p(t)$ получается в виде небольшой палатки с вершиной, которая тем острее, чем больше величина $p_в$ и чем мельче порох воспламенителя. Газы воспламенителя вытекают почти так же быстро, как и развивается давление.

Площадь кривой $p(t)$ воспламенителя ничтожно мала по сравнению с площадью кривых, получаемых при горении пороховых шашек, и воспламенитель оказывает влияние на величину давления лишь в начальной стадии горения пороха; после этого давление поддерживается исключительно газами самого заряда.

Поэтому в дальнейшем не будем принимать во внимание величину $p_в$, а только давление газов самого заряда в каморе.

Для расчета веса воспламенителя существует много эмпирических формул, разнообразных по составу и учету различных факторов.

Для примера можно привести две формулы:

$$\omega_в = 16\sqrt{\frac{S_1 F_{min}}{\Delta}},$$

$$\omega_в = \frac{qS_1}{Q_ж},$$

где S_1 — горящая поверхность пороха;

q — количество тепла, приходящееся на единицу поверхности заряда, чтобы его надежно воспламенить ($q \approx 7$ *ккал/кг*).

Задаваясь давлением воспламенителя $p_в$ (например, 50 *кг/см*^{2}), по формуле Шишкова—Нобля можно рассчитать плотность заряжания воспламенителя $\Delta_в$ по отношению к начальному свободному объему каморы:

$$\Delta_в = \frac{\omega_в}{W_0 - \frac{\omega}{\delta}} = \frac{p_в}{f + \alpha p_в}.$$

Отсюда определяют

$$\omega_в = \left(W_0 - \frac{\omega}{\delta}\right)\frac{p_в}{f + \alpha p_в}.$$

Как видно, в первых двух формулах учитывается величина поверхности пороха S_1, которая должна быть воспламенена. Кроме того, в первой из них учитывается наименьшее сечение сопла F_{min} и плотность заряжания пороха Δ.

В последней определяется только плотность заряжания воспламенителя $\Delta_в$ по отношению к начальному свободному объему, чтобы создать требуемое давление воспламенителя.

Значительное повышение давления воспламенителя может очень резко поднять величину p_{max} при горении заряда. Поэтому правильный подбор веса воспламенителя является важным фактором для получения нормальной кривой давления $p(t)$.

Следует отметить, что повышение давления воспламенителя влияет на величину взмыва и максимального давления только в начале кривой $p(t)$. После падения давления и спада взмыва среднее давление не зависит от величины веса воспламенителя.

4. 4. УСТОЙЧИВОСТЬ ГОРЕНИЯ ЗАРЯДА

Как было показано выше, установившийся процесс горения пороха обладает свойством саморегулирования. Но при этом требуется соблюдение ряда конструктивных условий, связывающих форму и размеры порохового заряда, размеры и свободный проход каморы, соотношение между поверхностью пороха S_1 и наи-

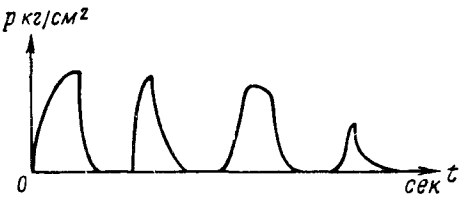
меньшим или критическим сечением сопла F_{min} (характеристика $S_1/F_{min}=\gamma_1$)*, а также между поверхностью пороха S_1 и свободным сечением каморы $F_{св}$ $\left(\frac{S_1}{F_{св}}=\varkappa_{П}\right.$, где $\varkappa_{П}$ — параметр проф Ю. А. Победоносцева).

Если эти соотношения не выполняются, то иногда наблюдается неустойчивое горение заряда, причем различают два вида такого горения:

1. Прерывистое горение с временным затуханием и возобновлением горения.

2. Получение выскоков давления и пиков на кривой $p(t)$ в средней ее части или к концу горения.

Прерывистое горение состоит в том, что после того, как давление нормально достигло p_{max}, оно резко падает и горение пороха временно прекращается, затем заряд опять воспламеняется, и горение продолжается и заканчивается нормально или опять прекращается и снова возобновляется. Таким образом, горение заряда происходит отдельными вспышками, число которых может превышать 10. Такое горение получается при слабых воспламенителях и малых давлениях газов воспламенителя $p_в$.



Фиг 4 16 Аномальное горение с выхлопами

Диаграмма давлений, получаемая в этом случае, изображена на фиг. 4. 16.

Интенсивность отдельных подъемов давления (гребешков) бывает различная, и иногда эти подъемы бывают настолько слабыми, что не записываются прибором. По звуку они напоминают шипение, которое также показывает, что воспламенился не весь заряд, а его небольшая часть. В этом случае давление вследствие истечения успевает упасть прежде, чем воспламенится весь заряд.

Аномальное горение заряда может получиться и при коротких зарядах и малых величинах $\varkappa_{П}$, когда давление в каморе уменьшается ниже определенной величины. Например, при давлении $p<50$ *кг/см²*, как правило, происходит аномальное горение в несколько приемов либо в один прием, но с большим выделением

* Иногда величину $\gamma_1=S_1/F_{min}$ называют «зажимом» сопла.

окиси азота NO. При этом идет реакция неполного сгорания, и количество выделяющегося тепла примерно в 2 раза меньше обычного.

В качестве критериев устойчивого горения без «шипения» предлагали параметры γ_1 и $\varkappa_П$. Отношение $\gamma_1 = S_1/F_{min}$ (зажим сопла) должно быть не меньше определенной величины, но различные авторы предлагали разные значения в зависимости от природы порохов (от 300 до 550).

Опыты показали недостаточность этого критерия. Параметр $\varkappa_П$ должен быть тоже не меньше определенной величины ($\varkappa_{П\ пред}$), но и эта величина зависит не только от природы пороха, но и от величины p_{max}, при этом чем больше p_{max}, тем больше $\varkappa_{П\ пред}$.

Пределом устойчивости горения по давлению является такое его наименьшее значение p_{min}, при котором порох данной природы горит устойчиво и с полным выделением энергии.

Неустойчивое горение трубчатых шашек

Трубчатая шашка из баллистического пороха имеет очень слабую дегрессивность формы (коэффициент формы $\varkappa = 1{,}03 \div 1{,}05$ и убывание поверхности горения составляет всего 6—10% при $\sigma_к = 0{,}94 \div 0{,}90$). Поэтому для ракетного заряда такая шашка представляется наиболее подходящей. Однако опыты показали, что очень часто у нее диаграммы давления имеют ряд выскоков, иногда значительно более высоких, чем первый максимум давления.

В качестве примера на фиг. 4.17* приведены диаграммы давления трубчатых шашек при разных температурах.

Эти шашки были изготовлены из пороха JPN и имели следующие характеристики: $D_0 = 43$ *мм*; $d_0 = 15$ *мм*; $2c = L_0 = 280$ *мм*; $2e_1 = 14$ *мм*; $\beta = 14/280 = 0{,}05$; $\varkappa = 1{,}05$; $\lambda = \frac{1}{\varkappa} - 1 = -0{,}0475$; $\sigma_к = 1 + 2\lambda = 0{,}905$; $L_0/d_0 = 280/15 = 18{,}65$.

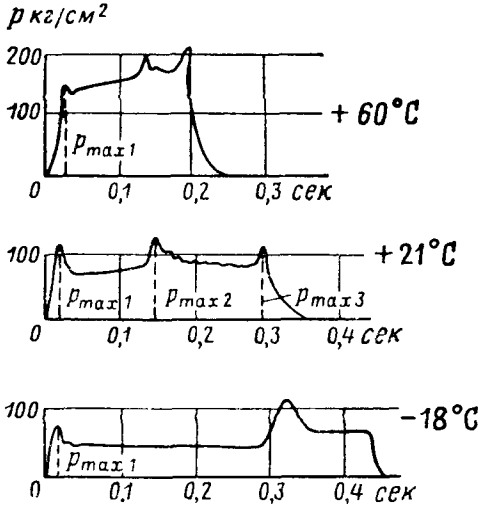
На диаграммах для всех трех температур наблюдаются дополнительные один или два максимума давления, значительно превышающие первый максимум p_{max1}. После прерывания горения на несгоревших трубках, имевших сравнительно небольшую относительную длину каналов ($L_0/d_0 = 18{,}65$), наблюдались продольные прогары или длинные промоины, а на внутренней поверхности каналов — рябь, которая увеличивала фактическую поверхность горения на довольно значительную величину.

Появление второго пика давления и ряби на поверхности канала сопровождается заметным увеличением скорости горения на внутренней поверхности шашки, канал которой получается с коническим раструбом, обращенным к соплу.

* Уимпресс, Внутренняя баллистика пороховых ракет, ИЛ, 1952.

Следовательно, внутри канала в части, обращенной к соплу, сгорает значительно бо́льшая толщина пороха, чем снаружи (иногда в 1,5 раза), что также повышает давление газов.

В некоторых иностранных работах аномальное повышение давления газов в каморе ракетного снаряда объясняют возникновением колебательного давления в каморе, аномальным ростом скорости и увеличением горящей поверхности (рябь, прогары) на отдельных участках трубки. Это явление объясняют *резонансным эффектом* между колебаниями газа и скоростью горения пороха.



Фиг. 4.17. Диаграммы p, t при горении трубчатых шашек при разных температурах.

Резкое возрастание давления связано с внезапным увеличением скорости горения пороха, а оно является следствием местного увеличения скорости горения в той или иной точке поверхности канала; в результате этого нарушается соотношение между притоком и расходом газов, и давление, не будучи в состоянии возвратиться к прежнему значению, неудержимо возрастает. Небольшое повышение давления вблизи внутренней поверхности шашки приводит к местному увеличению изменения массы газов, что вызывает дестабилизацию давления; это ведет к дальнейшему увеличению изменения массы газов и может привести к резкому подъему давления *.

Повышение давления связано с возникновением периодических колебаний давления в каморе и с аномальным ростом скорости горения на известных участках (неустойчивость). Это явление часто называют резонансом. При колебаниях порядка 600 *гц* частота их не связана с диаметром каналов, но зависит от длины шашек (осевые колебания).

Напротив, при колебаниях высокой частоты порядка 10 000 *гц* частота снижается при увеличении диаметра канала (тангенциальные колебания).

Было предложено несколько теорий объяснения неустойчивости горения, но ни одну из них нельзя признать полностью

* Г р а д, Резонансное горение в ракетных двигателях, перев. с англ., «Вопросы ракетной техники», вып. 2, 1951.

удовлетворительной. Предполагают, что причиной неустойчивого горения является эрозия, однако обычные величины поправок на эрозию недостаточны для объяснения больших скоростей горения *.

Способы повышения устойчивости горения **

Исследования устойчивости горения заряда в ракетной камере проводились в основном на шашках трубчатой формы.

Первый способ. Опытным путем установлено, что устойчивость горения трубчатой шашки можно повысить, если ее изготовить *с радиальными отверстиями по длине*. Аномалии уменьшаются с уменьшением расстояний между отверстиями. Практически расстояние между отверстиями выбирается таким, чтобы горение было устойчивым и в то же время не слишком усложнялось изготовление шашек. При частом расположении радиальных отверстий форма пороха становится дегрессивной, и поэтому следует избегать чересчур большого числа их. Диаметр отверстий рекомендуется брать равным 0,4 диаметра канала. Предельное расстояние между радиальными отверстиями зависит от природы пороха и увеличивается при уменьшении калорийности и скорости горения пороха.

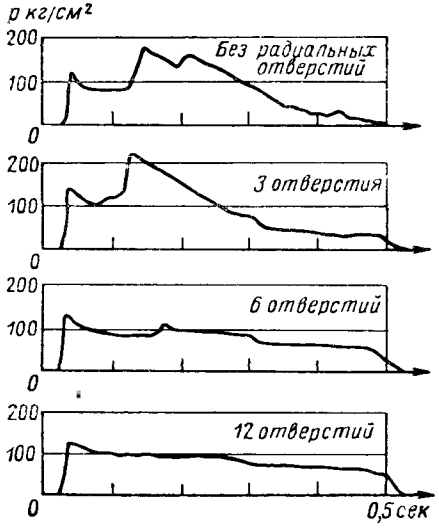
В табл. 4.1 приводятся данные о предельных расстояниях $x_{пр}$ между радиальными отверстиями в порохах разной природы.

Как видно из диаграмм p, t (фиг. 4.18), при отсутствии

Таблица 4.1

Предельные расстояния между радиальными отверстиями в порохах разной природы

Порох	Q_w ккал/кг	$x_{пр}$ мм
JPN	1230	25
А-2	950	100
Немецкий	830	250



Фиг. 4.18. Диаграммы p, t при сгорании шашек с разным числом радиальных отверстий для повышения устойчивости горения.

* Баррер, Ванденкеркхове и др. Движение ракет, перев. с франц., ИЛ, 1959.

** Уимпресс, Внутренняя баллистика пороховых ракет. ИЛ, 1952.

отверстий и при трех отверстиях кривые $p(t)$ имеют резкие выскоки давлений до 180—220 *кг/см*^{2}; при шести отверстиях кривая более плавная и максимум давления не превышает 130 *кг/см*^{2}; еще более плавной с медленным понижением давления от 125 *кг/см*^{2} получилась кривая $p(t)$ для трубки с 12 радиальными отверстиями.

Было замечено, что на той части поверхности горения канала, где нет радиальных отверстий, ясно видна рябь, указывающая на неустойчивое горение пороха в канале и на увеличение горящей поверхности. Между радиальными отверстиями поверхность канала оставалась гладкой

Второй способ. Устойчивость горения можно повысить с помощью негорючего стержня, вставляемого в канал шашки Размер стержня и материал, из которого он изготовлен, не имеют существенного значения. Стабилизируя горение, стержни одновременно фиксируют шашки в определенном положении в камере, а это улучшает стабилизацию снаряда на полете.

Третий способ повышения стабилизации горения состоит в применении шашек с каналами не круглого сечения с тремя или более выступами (канал со звездообразным сечением). Однако при выборе сечения канала следует иметь в виду, что форма и периметр сечения канала не должны сильно изменяться во время горения, а элементы распада шашек должны быть малы.

Неустойчивое горение наблюдается не только у трубчатых, но и у крестообразных шашек с бронированными участками, особенно, если они расположены в шахматном порядке, а также и в зарядах из нескольких шашек быстрогорящего пороха (например, JPN).

О неустойчивости процесса горения в двигателях на твердом топливе, связанной с возникновением вибраций акустического характера *

Одним из основных недостатков реактивных снарядов на твердом топливе является возможность возникновения и развития в процессе горения заряда интенсивных вибраций давления — пульсаций газового потока в каморе, искажающих рабочие характеристики двигателя и могущих даже в некоторых случаях привести к его разрушению. Наиболее часто при этом наблюдаются вибрации давления акустического характера.

При теоретическом исследовании этого процесса первостепенным оказался вопрос об источниках дополнительной энергии, высвобождаемой при вибрациях. Предполагают, что основные источники нарастания вибраций сосредоточены в зоне горения вблизи поверхности раздела твердой и газовой фаз.

* Acoustic Instability in Solid Fuel Rockets, McClure F T, Hart R W, Bird J F, ARS, 1960, 30, No. 9, p. 908—910.

Для количественного анализа явлений вибрации можно ввести специальную функцию, которая характеризовала бы ответную реакцию зоны горения на случайные внешние воздействия при разных частотах воздействия.

Получить такую функцию в аналитическом виде довольно трудно, даже при сравнительно грубой схематизации явлений. Считается, что твердая фаза практически не влияет на динамику явления. Однако регистрация волн напряжений в шашках твердого топлива в период вибраций, случаи разрушения зарядов от вибраций и, наконец, изменения физико-механических свойств топлива, которые обычно наблюдаются после периода интенсивных вибраций, доказывают, что состояние твердой фазы играет весьма важную роль в развитии неустойчивых режимов горения топлива. Установлено также, что по мере изменения при горении размеров шашки параметры акустических волн у границы твердой фазы изменяются, причем в определенные для каждой формы заряда моменты времени создаются условия, способствующие усилению вибраций. В двигателях твердого топлива склонность к вибрациям проявляется только в отдельные определенные моменты горения заряда, повторяющиеся от опыта к опыту.

Пульсации газового потока зависят от особенностей расположения и крепления заряда в каморе сгорания.

Исследования показали, что топлива, очень чувствительные к эрозии, при прочих равных условиях горят более стабильно.

Изучение этого эффекта позволило установить, что при акустической неустойчивости реакций в зоне горения стабилизирующее воздействие эрозии имеет место лишь для топлив с положительной константой эрозии, т. е. для топлив, скорость горения которых возрастает с увеличением скорости потока продуктов горения вдоль горящей поверхности. Для топлив, константа эрозии которых отрицательна, наличие эрозии может являться причиной развития неустойчивости реакций в зоне горения.

При этом основным фактором, определяющим степень влияния эрозии на устойчивость работы двигателя, оказалась симметрия потока продуктов сгорания.

4 5. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЗАРЯДА И ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ НА ПРОЦЕСС ЕГО ГОРЕНИЯ

Температура порохового заряда $t_з$ в сильной степени влияет на время его сгорания $t_к$ и на величину наибольшего давления p_{max}

Существуют эмпирические приближенные зависимости между этими величинами:

$$p_{max(t)} = \frac{p_{max(+15°)}}{1 - k_t (t_з - 15°)}; \quad t_{к(t)} = t_{к(+15°)} [1 - k_t (t_з - 15°)].$$

Коэффициент k_t зависит от природы пороха. Чем этот коэффициент меньше, чем менее чувствителен порох к изменению температуры заряда, тем он более термостабилен.

За меру термостабильности иногда принимают отношение $p_{max(+50°)}/p_{max(-50°)}$. Давление $p_{max(-50°)}$ должно обеспечивать устойчивость горения заряда, а по $p_{max(+50°)}$ производят расчет толщины стенок каморы.

Пример. При $k_t=0{,}010$ имеем

$$p_{max(+50°)}=1{,}54p_{max(+15°)} \text{ и } p_{max(-50°)}=0{,}61p_{max(+15°)},$$

отсюда $p_{max(+50°)}/p_{max(-50°)}=2{,}63$.

Если $k_t=0{,}005$, то $p_{max(+50°)}=1{,}215p_{max(+15°)}$ и $p_{max(-50°)}=0{,}755p_{max(+15°)}$; следовательно, $p_{max(+50°)}/p_{max(-50°)}=1{,}61$. Порох, у которого $k_t=0{,}005$, более термостабилен, так как с изменением температуры заряда величина максимального давления пороховых газов будет изменяться меньше.

Тепловые потери при горении заряда в ракетной каморе

Время сгорания пороха в ракетных каморах изменяется от 0,5 сек. в малых ракетах до десятков секунд и минут в больших. Поэтому и количество тепла, отдаваемого пороховыми газами стенкам каморы, может достигать значительной величины. Нагрев стенок каморы может в большой степени уменьшить прочность металла, из которого они изготовлены. В связи с этим необходимы защитные средства от нагрева в виде специальных покрытий, наносимых на внутренние поверхности каморы и сопла.

Количество тепла, подводимого к стенкам каморы от пороховых газов, выражается известной формулой Ньютона:

$$dQ=\alpha(T_г-T_{ст})F dt,$$

где F — поверхность нагрева;

α — коэффициент теплоотдачи, зависящий от скорости движения газов вдоль нагреваемой поверхности и определяемый по формуле $\alpha=\alpha_{10}(1+\alpha_1 U_г^{1,2})\gamma$ (здесь $U_г$ — скорость газов относительно поверхности заряда);

$T_г$ и $T_{ст}$ — соответственно температуры газов и стенки каморы.

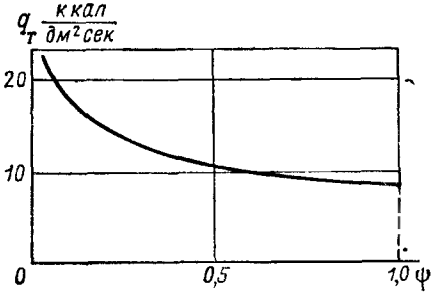
Тепло, распространяющееся в стенке каморы,

$$dQ=-\lambda\frac{dT}{dn}F dt,$$

где λ — коэффициент теплопроводности металла.

Тепловой поток dQ/dt будет больше в начале горения, пока стенки каморы холодные ($T_{ст}$ мала), и убывает по мере нагревания стенок. Этот поток уменьшается также по мере сгорания пороха, так как при этом увеличивается свободное сечение каморы, уменьшается скорость движения газов $U_г$ вдоль каморы и уменьшается коэффициент теплоотдачи α.

Характер изменения тепловых потерь в каморе за время горения заряда изучался теоретически и экспериментально. Экспери-



Фиг. 4.19. Тепловые потери при горении пороха в камере ПРД.

менты проводились в каморе с прерыванием горения в разные моменты при различных величинах ψ.

Помещая каждый раз камору в калориметр и определяя тепловые потери, можно найти зависимость удельного теплового потока $q_т$ от времени t или от ψ. Характер изменения $q_т$ в функции от ψ приведен на фиг. 4.19. Для данного случая $q_т$ убывает от 22 до 8 *ккал/дм²сек* сначала быстро, потом все медленнее. Зная изменение $q_т$, можно рассчитать потерю тепловой энергии и коэффициент теплопотерь

$$\chi = 1 - \frac{q_т}{Q} = 1 - \frac{q_т \theta}{f},$$

который изменяется от 0,70 до 0,90÷0,95 (среднее значение $\chi_{ср}=0{,}88$). Лучшее согласование расчетов с опытом получается при переменном ψ:

$$\chi = 1 - \frac{a}{1 + b\psi},$$

где $a=0{,}30$ и $b=5$.

Коэффициент χ вводится множителем к силе пороха f_0 в формуле для секундного расхода, так как потеря энергии на теплоотдачу снижает работоспособность пороховых газов.

В критическом сечении сопла следует ожидать наибольшего нагревания. Это обстоятельство приводит к разгару сопла в критическом сечении, т. е. увеличению его площади, при котором сильно

снижается давление газов. Увеличение сечения сопла от разгара может составить от 30 до 50% его первоначальной величины.

Тепловой поток в стенке каморы определяется обычно только в радиальном направлении. Так как диаметр ракетных камор велик по сравнению с толщиной ее стенок, то не будет большой ошибки, если стенку считать не цилиндрической, а плоской. При этих предположениях уравнение теплопроводности будет иметь вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\rho}\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = a\frac{\partial^2 T}{\partial x^2},$$

где λ — коэффициент теплопроводности;
c — теплоемкость материала стенки;
ρ — плотность материала стенки;
a — коэффициент температуропроводности.

В табл. 4.2 приведены (по Уимпрессу) значения коэффициентов λ, c и ρ для стали и термоизолирующего вещества.

Таблица 4.2

Значения коэффициентов λ, c и ρ

	λ ккал/м·час °С	c ккал·м/кг·сек² °С	ρ $\frac{кг}{дм^3}\cdot\frac{сек^2}{дм}$
Сталь	37,2	1,28	800
Термоизолирующее вещество	0,89	1,96	260

В табл. 4.3 показано, как влияет термоизоляция толщиной 0,25 *мм* на нагрев стенок.

Как видно из табл. 4.3, с уменьшением толщины стенки (двигатель № 2) температура наружной поверхности к концу горения заряда повышается с 372° до 843° С, а средняя с 650° до 965°. С увеличением температуры до 900—1000° С прочность большинства сталей резко падает, поэтому при тонкой стальной стенке давление в каморе должно быть значительно ниже.

При покрытии внутренней поверхности слоем керамической термоизоляции толщиной всего 0,25 *мм* температура стенки резко снижается до 483° С на внутренней поверхности каморы и до 260° С на наружной вместо 1180° и 843° С при отсутствии термоизоляции.

Для заданного времени горения и заданного значения расхода $G_{\text{расх}}$ на единицу площади F_{min} температура стенки каморы

Таблица 4.3

Зависимость нагрева стенок каморы двигателя от их толщины и термоизоляции

	Двигатель № 1	Двигатель № 2	
	стенки каморы без термоизоляции	стенки каморы без термоизоляции (более тонкие)	стенки каморы более тонкие с термоизоляцией толщиной 0,25 *мм*
Толщина стенки каморы в *мм*	4,80	3,05	3,05
Температура в конце горения на внутренней поверхности стенки каморы в °С	1090	1180	483
Температура в конце горения на наружной поверхности стенки каморы в °С	372	843	260
Средняя температура стенки каморы в °С	650	965	345
Количество тепла, переданного стенкам каморы, в *ккал/м*^{2}	2840	2820	895

зависит от ее толщины, в то время как прочность каморы определяется напряжением, возникающим под действием давления, и отношением толщины стенки к диаметру.

Минимальную толщину стенок каморы определяют исходя из условий получения достаточной прочности с учетом нагрева стенок к концу горения пороха.

Влияние диафрагмы на процесс изменения давления

Через отверстия диафрагмы *4* (см. фиг. 4.1), которая удерживает пороховой заряд в определенном положении, газ из каморы протекает в предсопловой объем и оттуда вытекает через сопло. В сечении, прилегающем к диафрагме, скорость потока газов, движущихся вдоль каморы, имеет максимальную величину U_{max}; эта величина меняется во время горения заряда. Наибольшее значение U_{max} имеет в начале горения после воспламенения всего заряда, когда давление достигает p_{max}, а площадь свободного прохода $F_{св}$ близка к наименьшей. По мере сгорания пороха площадь свободного прохода растет, а скорость потока газов и скорость набегания газов на диафрагму уменьшаются.

Поток газов, подходя к диафрагме, поджимается в ее отверстиях и с повышенной скоростью входит в задиафрагменный объем — «яблоко». Появляются потери двух видов:

1) некоторое дросселирование газа — падение давления при проходе газа через отверстия диафрагмы;

2) потери, связанные с внезапным расширением при истечении газов через диафрагму в объем «яблока» (потери на гидравлический удар).

Общие потери давления на диафрагме $\Delta p_д$ можно выразить зависимостью

$$\Delta p_д = \xi_д \frac{\rho_c U_{max}^2}{2},$$

где $\frac{\rho_c U_{max}^2}{2}$ — динамическое давление потока газов на подходе к диафрагме;

$\xi_д$ — коэффициент, учитывающий влияние газодинамических сопротивлений диафрагмы;

ρ_c — массовая плотность газов в сечении, прилегающем к диафрагме.

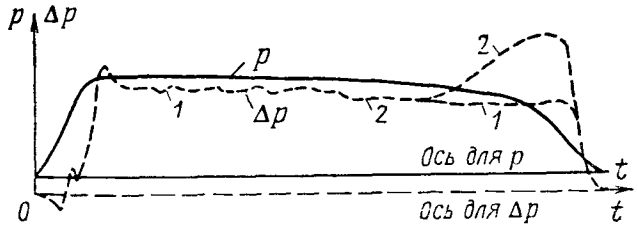
Сопротивление диафрагмы определяется не только суммою площадей отверстий диафрагмы $F_д$ и профилем прутьев решетки, но и взаимным расположением заряда и диафрагмы. Сопротивление может значительно возрасти из-за перекрытия торцами пороховых шашек проходных отверстий диафрагмы. Рассмотрим два случая.

1. Плоскость торца шашки прилегает к плоскости диафрагмы. Когда площадь свободного прохода газов $F_{св}$ частично перекрывается металлом диафрагмы, создается подпор газов и давление p_{max} повышается, причем по мере сгорания шашек и уменьшения площади их торцов улучшается проход газов через диафрагму.

2. Иногда на диафрагме укрепляются шипы, которые не дают заряду соприкасаться с диафрагмой вплотную. Это облегчает проход газов через диафрагму и улучшает работу двигателя, хотя здесь тоже происходит дросселирование с потерями.

Площадь прохода в диафрагме $F_д$ желательно иметь возможно бо́льшей, так как при этом уменьшаются газодинамические сопротивления диафрагмы. Но это связано с уменьшением ее жесткости, прочности и жароустойчивости, и на практике приходится искать оптимальные размеры свободных сечений диафрагмы. Обычно $F_д$ в 3—5 раз больше критического сечения сопла F_{min} и примерно в 1,5 раза больше начальной площади свободного прохода газов в каморе.

По мере горения заряда разница в давлениях перед диафрагмой и после нее Δp (фиг. 4. 20) или все время постоянна (кривая *1—1*) или иногда возрастает почти вдвое (от 4 до 8 *кг/см*^{2}) (кривая *2—2*).



Фиг. 4 20. Кривые p, t и перепада давления Δp, t на диафрагме.

При данном устройстве заряда, т. е. при данных величинах свободного прохода каморы $F_{св}$ и сечения сопла F_{min}, с увеличением отверстий диафрагмы наибольшее давление p_{max} убывает, так как увеличение отверстий диафрагмы облегчает истечение газов из каморы.

4.6. ПРОЧНОСТЬ И ХРУПКОСТЬ ПОРОХОВОГО ЗАРЯДА

Напряжение в пороховых шашках. При полете каждая шашка заряда испытывает осевые инерционные перегрузки, в результате чего в основании шашки, обращенном к диафрагме, могут возникнуть значительные напряжения.

Осевая перегрузка n выражается отношением ускорения шашки j к ускорению силы тяжести g:

$$n=\frac{j}{g}.$$

Сила инерции в нижнем сечении шашки с массой μ

$$\mu j=\frac{\omega}{g}ng=\omega n.$$

Сила на единицу площади, или напряжение в шашке,

$$N=\frac{\omega n}{S_т}=\frac{S_т C\delta n}{S_т}=n\delta C,$$

где C — длина шашки;

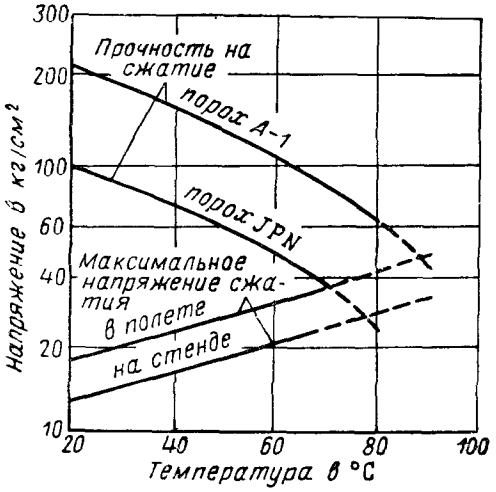
$S_т$ — площадь торца шашки;

δ — плотность пороха.

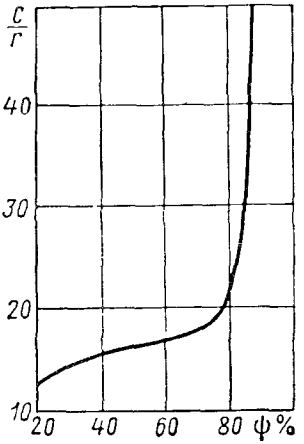
Следовательно, напряжение в шашке N растет пропорционально ее длине C, плотности δ и осевой перегрузке n. При $n=5$ пороховая шашка длиной 10 *дм* испытывает напряжение $N=5\cdot 1{,}6\cdot 10=80$ *кг/дм*$^2=0{,}8$ *кг/см*^{2}; при $n=50$ напряжение $N=8$ *кг/см*^{2}.

В зависимости от природы пороховые шашки могут сжиматься при таких перегрузках на ту или иную величину.

На фиг. 4.21 изображены кривые (по Уимпрессу), показывающие зависимость прочности шашки на сжатие от температуры, для порохов разной природы с одинаковой энергетикой, а также разницу в максимальном напряжении сжатия для такой же шашки при испытаниях на стенде и в полете.



Фиг. 4.21. Прочность на сжатие и максимальное напряжение сжатия для шашки Мк-13.



Фиг. 4.22. Изменение отношения C/r пороховой шашки во время горения.

При увеличении температуры убывает также модуль упругости пороха, играющий роль при продольном изгибе. Во время горения длинные шашки могут разрушиться вследствие продольного изгиба. Разрушение наступает в том случае, когда напряжение, вызванное осевой силой, становится больше так называемого критического напряжения, определяемого известной формулой Эйлера

$$\sigma = \frac{\pi^2 E}{(C/r)^2},$$

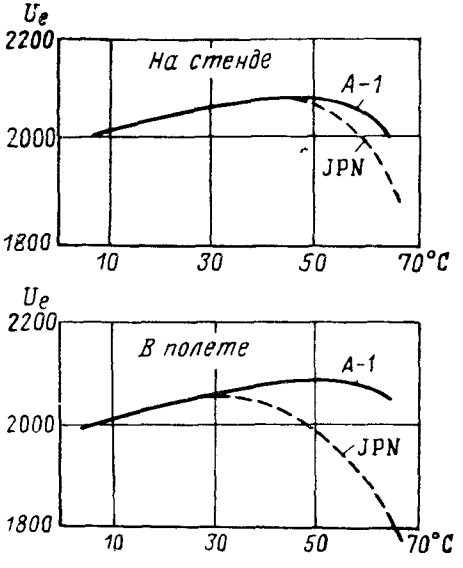
где E — модуль упругости пороха;
C — длина шашки;
r — радиус инерции поперечного сечения шашки.

На фиг. 4.22 показана найденная из опыта для шашки зависимость эффективного отношения C/r от относительного веса сгоревшей части шашки ψ.

Разрушение порохового заряда в конце горения не всегда приводит к разрыву ракетной каморы, хотя оно может сопровождаться значительным увеличением давления, которое легко обнаружить во время стендовых испытаний. В полете увеличение давления

приводит к возрастанию ускорения. Но кроме того, разрушение порохового заряда уменьшает импульс вследствие выбрасывания частиц еще несгоревшего пороха.

Кривые, показывающие падение импульса вследствие разрушения заряда, приведены на фиг. 4. 23. По этим кривым видно, что падение импульса при высоких начальных температурах особенно велико у пороха JPN и менее заметно у более высокопрочного пороха А-1.



Фиг 4 23 Влияние механической прочности на величину импульса (эффективной скорости ракеты)

Хрупкость порохового заряда*. При нормальных температурах обычные пороха обладают достаточной прочностью на сжатие. Однако при низких температурах эти пороха становятся хрупкими. Опыты с прерыванием горения показали, что разрушение шашки вследствие хрупкости происходит по плоскости, параллельной ее оси. Плоскость, по которой происходило разрушение, имела поверхность с характерными признаками излома вследствие хрупкости. Кроме того, наблюдались мелкие трещины и углубления, указывающие на неоднородность пороховой массы.

Прочность порохового заряда на удар можно определить испытанием на приборе Шарпи с кольцевым надрезом.

Испытания показывают, что с изменением температуры от —40° до 0° прочность пороха на удар остается почти постоянной, затем быстро возрастает и при высоких температурах от +40 до +60° С опять становится почти постоянной.

Следует заметить, что шашка, скрепленная со стенкой каморы (бронированная), менее подвержена изменениям от продольных сил и ускорений, чем обычная свободно расположенная трубчатая шашка, и поэтому может иметь более низкий модуль упругости. Для плотной связи со стенками применяют смесевые твердые топлива, которые по упругости подобны каучуку; пороха баллиститного типа применяют для изготовления трубчатых шашек или других элементов, более или менее свободно размещающихся в каморе.

* По Уимпрессу

4.7. О МЕХАНИЗМЕ ГОРЕНИЯ ТВЕРДОГО РАКЕТНОГО ТОПЛИВА*

Явление эрозии

В настоящее время развитие ракетостроения в значительной степени зависит от успешного решения вопросов, связанных с изучением механизма горения твердых ракетных топлив, использование которых в двигателях ракет получает все большее значение.

В ЖРД горючее и окислитель подаются в камору сгорания относительно небольшими дозами, что позволяет сравнительно легко поддерживать давление в каморе постоянным. В двигателе на твердом топливе поддерживать постоянное давление в течение всего периода горения топлива значительно труднее, так как вся поверхность заряда омывается газами, влияющими на процесс горения, и во время горения конфигурация внутренней части каморы непрерывно меняется вследствие постепенного сгорания заряда. При таких условиях крайне важно получить заряд с постоянной поверхностью горения и знать механизм и законы горения твердого топлива.

Анализ механизма горения твердых смесевых топлив проведен на топливе типа сополимер каучука плюс нитрат аммония. Выбор этого вида топлива обусловлен тем, что, с одной стороны, его поведение при горении аналогично поведению других твердых топлив, с другой стороны, скорость его горения может быть легко увеличена введением специальных добавок. Под действием тепла, распространяющегося от пламени с поверхности внутрь топлива, кристаллы окислителя разрушаются и расплавляются. При горении твердое связующее вещество на поверхности топлива подвергается пиролизу, разрушается и выносится газами. На поверхность выходят и также улетучиваются капли окислителя и газообразные продукты его распада. В дальнейшем под действием высокой температуры происходит разложение крупных молекул топлива, а продукты этого разложения смешиваются и, вступая в химическое взаимодействие, образуют пламя. При этом поток тепловой энергии направлен навстречу потоку испаряющихся компонентов топлива.

Существование зоны испарения объясняет причину саморегулирования скорости горения. В самом деле, если по какой-либо причине увеличится поток испаряющегося вещества, т. е. зона испарения станет толще, то тепловой поток, идущий в противоположном ему направлении, должен уменьшиться. С уменьшением же теплового потока ослабляется поток испаряющегося вещества.

---

* Aercraft Engineering, 1960, 32, No. 379, p. 255—260, V. R. Gutman, Solid Propellant Burning Rate Theory.

Описанная картина явления получена в результате исследования горения на поверхности топлива оптическими методами и измерений температуры при помощи термопар.

Характерным для протекающих химических и тепловых процессов является одновременное существование конвективного, радиационного и диффузионного процессов обмена энергии.

В настоящее время существует несколько теорий горения твердого топлива, позволяющих вычислять его скорость горения. Но общий недостаток этих теорий состоит в том, что они не учитывают влияния примесей на скорость горения. Между тем добавление в топливо нескольких процентов дихромата аммония или прусской сини оказывает существенное влияние на величину констант A и ν в формуле закона скорости горения $u=Ap^{\nu}$. Возможны следующие причины этого влияния.

1. Частицы примесей, вводимых в топливо, под действием тепла, излучаемого основанием пламени, воспламеняются, тепловая энергия их горения подводится к поверхности топлива, что ускоряет процесс его испарения.

2. Примеси способствуют физическому разрушению поверхности топлива, ослабленной пиролизом или фотолизом, что увеличивает скорость горения.

Результаты исследований указывают на важную роль теплового излучения в процессе горения.

Фотоны, испускаемые некоторыми атомами (например, атомами железа), имеют энергию, достаточную для разрушения связующего вещества фотолизом. В связующем веществе поглощается примерно 60% энергии излучения, поскольку газообразные продукты и окислитель не обладают высокой поглощающей способностью. Источниками фотонов больших энергий являются также хемилюминесцирующие молекулы и радикалы C_2, C_3, CH, OH и CN. Эксперименты подтверждают, что наибольшее влияние на скорость горения оказывают именно сильно люминесцирующие примеси (Fe, Cu, Co, Ni, K, Pb). Другие примеси, как дихроматы, хроматы, хромиты, обладая способностью хорошо поглощать фотохимическую энергию, загораются и выделяют большое количество тепла, которое немедленно передается поверхности вещества, в результате чего скорость горения его увеличивается.

Несомненно, развитию теории горения твердых топлив будет способствовать дальнейшая разработка следующих гипотез.

1. Тепловое излучение может и не составлять основной части потока полной энергии, направленного к поверхности топлива, но оно оказывает влияние на скорость горения и поэтому должно учитываться.

2. Хемилюминесценция может играть важную роль в топливе, богатом горючим, и особенно в присутствии примесей. Она, и в меньшей степени термическая радиация, могут обеспечить фото-

литическое разложение связующего вещества со скоростью, бо́льшей, чем скорость его разложения, обусловленная пиролизом при данной температуре поверхности.

3. Некоторые примеси могут облегчить механическое разрушение поверхности топлива, ослабленной перечисленными выше процессами, что также увеличивает скорость горения.

4. Предполагается, что влияние примесей на скорость горения осуществляется одновременно через все три механизма: хемилюминесцентную фоточувствительность, поверхностную экзотермичность и механическое разрушение поверхности.

Для дальнейшего развития этих гипотез необходимо продолжать всесторонние исследования процесса горения твердого топлива, используя новейшие методы эксперимента.

Эрозионное горение пороха

Как было отмечено, при горении пороха в ракетной каморе газы, образующиеся на поверхности пороха, движутся вдоль заряда. При скорости движения газов выше определенной величины увеличивается и скорость горения пороха и тем больше, чем больше скорость движения газов. В результате цилиндрическая поверхность канала пороха превращается в коническую с расширением в сторону возрастания скорости потока газов.

Ускорение горения под действием потока пороховых газов, омывающих горящую поверхность, называют *эрозионным горением*. Оно проявляется в следующем:

а) увеличивается скорость горения трубчатого пороха с увеличением длины трубки;

б) очень явно различаются скорости горения порохов одного и того же состава в зависимости от того, горит ли порох фронтальным горением (торцовое горение цилиндра, забронированного с боковой поверхности), или центральным горением (горение только внутри канала трубчатой шашки), или горением со всех сторон по всей свободной поверхности.

Обычно влияние эрозии учитывается в виде поправки к закону скорости горения.

Рассматривая эрозионное горение пороха, примем за основу последние работы Буассона *.

Предложенная им теория базируется на предположении, что около горящей поверхности при течении вдоль нее газа образуется турбулентный слой. Турбулентность создает термический эффект — увеличение коэффициента теплопроводности — (главным образом, при высоких давлениях в орудии), а также эффект диффузии внутри граничного слоя; этот эффект особенно заметен при низких давлениях (в ракетных каморах).

* Boisson, La combustion érosive des poudres colloidales, Mémorial des poudres, 1957, v. I, p. 213.

Экспериментальные исследования эрозионного горения

При экспериментальных исследованиях эрозионного горения основная трудность состоит в том, что нельзя непосредственно определить скорость горения образца пороха, обтекаемого газом, причем скорость потока газов, давление и температура, соответствующие данному моменту, точно неизвестны.

Кроме того, при горении образца пороха изменяются условия истечения газов во время самого опыта.

Большинство экспериментаторов применяло метод прерывания горения резким спадом давления. Измерение после затухания несгоревших толщин (по длине) позволяет установить средние скорости горения в различных сечениях по длине, что в свою очередь приближенно позволяет вычислить характеристики сечения. Однако сечения прохода газов сильно меняются во время горения образца, и это вынуждает сомневаться в точности полученных характеристик.

Чтобы получить более надежные характеристики газового потока, обтекающего изучаемый образец пороха, через канал сопла, изготовленного из пороховой массы, пропускают горячий газ от сгорания другого заряда. При этом определяют достаточно точно температуру газов, равную температуре горения пороха, газы которого текут через сопло, и скорость потока газов, равную скорости звука в минимальном сечении сопла; для каждого момента ее можно вычислить для разных сечений сходящейся и расходящейся части сопла. Давление сгорания основного заряда должно быть постоянным, несмотря на увеличение площади порохового сопла $F_{\min}$.

Два прибора, устройство которых основано на изложенных принципах, были испытаны Тавернье, Праше и Бергером *.

Один прибор имел сопло прямоугольного сечения, причем только одна из его плоскостей состояла из испытуемого образца пороха. Это значительно ослабляло увеличение площади сопла и изменение давления в основной каморе. По изменению профиля образца пороха после определенного времени горения и тушения его водой определялась скорость сгорания в зависимости от скорости газового потока.

В другом приборе сравнивали сгоревшие толщины двух пластинок пороха, одна из которых сгорала без влияния газового потока, другая подвергалась действию газового потока при истечении газов из специальной манометрической бомбы при сжигании в ней заряда.

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

* P. Tavernier, P. Prache, J. Berger, Contribution à l'étude de l'érosion des poudres colloidales. Mémorial des poudres, 1955, t. XXXVII, p. 208—215.

1. Характер горения существенно зависит от скорости перемещения газов параллельно поверхности горения. При скорости газов U в несколько десятков метров в секунду скорость горения пороха u повышается незначительно; далее при $U=150$ *м/сек* она увеличивается на 40%. Для очень больших скоростей течения газов ($U\approx1000$ *м/сек*) скорость горения может увеличиваться в 8—10 раз по сравнению со скоростью горения при отсутствии эрозии.

2. Природа газов при прочих равных условиях не влияет на степень увеличения скорости горения u, так как при горении порох подвергается непосредственному воздействию только выделяющихся из него газов.

3. Эффект эрозии при прочих равных условиях сказывается тем сильнее, чем «холоднее» порох, т. е. чем ниже его температура горения. Этот вывод связан с относительным увеличением скорости горения, так как абсолютное увеличение скорости горения от эрозии, как это видно из табл. 4.1, почти не зависит от температуры горения пороха.

Таблица 4.1

Влияние эрозии на увеличение скорости горения пороха

Температура горения °К	Увеличение скорости горения	
	абсолютное *м/см*	относительное %
3885	66	4
2560	76,5	8,5
1880	68	10,5

Аналитическая интерпретация результатов опытов. Для объяснения результатов опытов были предложены две теории.

По теории Д. Корнера скорость горения может быть представлена произведением функций двух отдельных переменных — давления газов и скорости потока газов, влияющей на турбулентность газов, которая, в свою очередь, увеличивает их теплопроводность у горящей поверхности:

$$u=\Phi_1(p)\cdot\Phi_2(U). \qquad (4.6)$$

Функция Φ_1 зависит от природы пороха, давления газов и от температуры его горения, функция Φ_2 — от скорости потока газов и их турбулентности.

Функция Φ_1 выражает обычный закон скорости горения $u=Ap^{\nu}$.

Самая простая гипотеза относительно $\Phi_2(U)$ состоит в предположении, что $\Phi_2(U)$, по крайней мере для малых U, является линейной функцией U, и при $U_0=0$ $\Phi_2(0)=1$.

Тогда

$$u(p, U)=Ap^{\nu}(1+kU), \tag{4.7}$$

где k — коэффициент пропорциональности.

Чтобы аналитически учесть влияние эрозии, которая тем больше, чем ниже температура горения, функция $\Phi_2(U)$ должна быть весьма различна в зависимости от того, для каких порохов определяется эрозия — холодных или горячих.

Другая теория принадлежит Буассону, который считает, что формула (4.7) не соответствует современному (более точному) представлению о всех физических явлениях, вызывающих эрозию, и предлагает зависимость u от p и U в виде суммы двух членов:

$$u(p, U)=\Phi_1(p)+\Phi_2(U), \tag{4.8}$$

где $\Phi_1(p)=Ap^{\nu}$ — функция при отсутствии явления эрозии;
$\Phi_2(U)$ — функция, учитывающая увеличение скорости горения от эрозии.

Такой закон горения дает более точное представление о всех физических явлениях, которые можно принимать во внимание. В самом деле, если в первом приближении принять, что $\Phi_2(U)$ не зависит от природы пороха, то относительное увеличение скорости горения (по отношению к члену $\Phi_1(p)=Ap^{\nu}$, возрастающему по величине с ростом T_1) будет больше для холодного пороха и меньше для горячего. Данные табл. 4.1 подтверждают такой вывод.

Если предположить, что явление эрозии связано с процессами, протекающими в газовой фазе, то в таком случае оно зависит не от скорости распространения пламени в пороховой массе, а от свойств протекающих газов.

О теории эрозионного горения пороха *

Для анализа эрозионного горения пороха принимают следующую схему.

Вблизи горящей поверхности пороха образуются более или менее вязкие газовые продукты, горение которых происходит в зоне, расположенной на конечном расстоянии y от нее. Поскольку горящая поверхность обдувается (омывается) уже образовавшимися газами, вблизи стенки создается турбулентный граничный слой, возникающий вследствие возмущений, происходящих в по-

* Ниже рассматривается теория эрозионного горения пороха, разработанная французскими учеными Буассоном и Тавернье.

токе в связи с выделением новых газов с поверхности горения и с перемешиванием их с основными газами потока. Считая поверхность пороха плоской, можно определить каждый из перечисленных эффектов с помощью теоретически установленных формул.

Рассмотрим турбулентное течение вблизи плоской пластинки, помещенной в русло газового потока, и исследуем, что происходит в плоскости, нормальной к пластинке (направление oy) и параллельной оси x при скорости потока, стремящейся к бесконечности. Известно, что для достаточно больших чисел Рейнольдса вблизи от пластинки устанавливается граничный турбулентный слой. Структура этого турбулентного потока проста: в каждой точке потока основные его характеристики — скорость U, давление p, температура T — быстро меняются во времени (пульсируют) около средних величин ($\overline{U}$, $\overline{p}$, $\overline{T}$). Эти изменения соответствуют процессам перемешивания и переноса частиц газа вблизи стенки.

Увеличение напряжения трения в глубине (внутри) жидкости вследствие переноса количества движения теория Прандтля характеризует касательным напряжением турбулентного трения

$$\tau' = \rho l^2 \left| \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} \right|^2,$$

где l — длина участка перемешивания, или среднее перемещение малой массы жидкости до ее смешивания с остальной массой.

Корнер вводит здесь скорость касательного напряжения V_*, определяемую из равенства

$$\tau' = \rho V_*^2.$$

Сопоставляя с предыдущим равенством, имеем

$$V_* = l \frac{\partial \overline{U}}{\partial y}.$$

Полагают, что длина участка перемешивания l не зависит от того, перенос какой величины рассматривается — векторной (количество движения) или скалярной (температура). Во всяком случае вблизи стенки это справедливо.

При газовом потоке у плоской стенки длина перемешивания l должна быть пропорциональна y всюду, кроме ламинарного слоя. Анализ экспериментальных результатов распределения скорости показывает, что на бо́льшей части поперечного сечения справедливо равенство $l = \varepsilon y$, где $\varepsilon = 0{,}417$. В первом приближении считают $l = 0{,}4y$.

Прандтль вводит величину $\eta = \frac{V_* y}{\nu_1}$, где ν_1 — кинематическая вязкость.

Величина η (гидродинамическая переменная) представляет собой безразмерное расстояние. Величина ε выражается через η следующим образом:

$$\varepsilon(\eta)=\frac{0{,}4\eta}{10+\eta}.$$

Принимая во внимание выражение для l, имеем

$$V_*=l\frac{\partial\overline{U}}{\partial y}=\varepsilon y\frac{\partial\overline{U}}{\partial y}.$$

Обычно принимают, что напряжение трения постоянно на всей толщине граничного турбулентного слоя, вследствие чего $V_*=\text{const}$. Тогда можно интегрировать предыдущее уравнение, где $\partial\overline{U}/\partial y$ превращается в производную $d\overline{U}/dy$, так как $\overline{U}$ — функция только y.

$$\overline{U}=V_*\left(\frac{1}{\varepsilon}\ln y+C\right)\quad\text{или}\quad\overline{U}=V_*\left(\frac{1}{\varepsilon}\ln\eta+C_1\right).$$

Это равенство показывает, что отношение $\overline{U}/V_*$ — средней скорости потока в точке граничного слоя к скорости тангенциального напряжения V_* есть функция η. Анализ вида этой функции показывает, что на внешней границе слоя η велико и $\overline{U}=U_\infty$, а величина $\overline{U}/V_*$ стремится к 30.

Тогда

$$\frac{U_\infty}{V_*}=30\quad\text{и}\quad V_*=\frac{U_\infty}{30},\quad\text{а}\quad\eta=\frac{V_*y}{\nu_1}=\frac{U_\infty y}{30\nu_1},$$

где U_∞ — скорость потока, при которой ламинарное течение переходит в турбулентное.

Учитывая перечисленные выше теоретические данные, которые соответствуют всем физическим явлениям, принимаемым во внимание, скорость горения можно представить в наиболее общем виде:

$$u(p,U_\infty)=u_0(p)\xi(U_\infty)+\frac{\rho'}{\rho_0}\varepsilon(\eta')\frac{U_\infty}{60}+k\rho_p U_\infty^2\left(\frac{\nu_1}{U_\infty x}\right)^{0,2}. \quad (4.9)$$

Второй член в правой части формулы выражает эффект массовой диффузии, третий член — эффект напряжения трения (его также называют эффектом Корнера); ρ_0 — массовая плотность пороха.

Эта зависимость дает возможность рассчитать количественные закономерности эрозионного горения.

Как следует из выражения (4.9), эффект эрозии повышается с увеличением скорости газового потока.

Второй и третий дополнительные члены пропорциональны величинам U_∞ и U_∞^2, и ξ — возрастающая функция U. Явление эро-

зии тем интенсивнее, чем «холоднее» порох, чем меньше T_1. Для второго и третьего членов уравнения (4.9) эффект эрозии пропорционален удельной массе газов (ρ' или ρ_p) и, следовательно, обратно пропорционален температуре T_1.

Относительное увеличение скорости будет тем выше, чем меньше скорость горения при отсутствии эрозии, т. е. чем холоднее порох.

Коэффициент согласования k, характеризующий эффект трения (эффект Корнера) в области малых давлений, всегда очень мал, и можно с большим приближением пренебречь третьим членом правой части уравнения (4.9).

В *области малых давлений* эффект массовой диффузии [второй член уравнения (4.9)] оказывается значительно более важным, чем эффект Корнера, учитывающий влияние трения.

Когда давление имеет величину ~ 100 *кг/см*^{2}, то для $\delta = \rho_0 = 1{,}6$ и $\varepsilon(\eta) = 0{,}4$, $\rho' = 0{,}02$, $\Delta u = 83$ *мм/сек*, что близко к опытным данным.

В *области высоких давлений* (в орудиях) третий член больше второго, эффект трения превышает эффект массовой диффузии.

Было рассчитано действие каждого из этих двух эффектов для пороха, горевшего при $p = 3000$ *кг/см*^{2} и омываемого потоком газов со скоростями 100, 500 и 1000 *м/сек*. Результаты приведены в табл. 4.4.

Таблица 4.4

Влияние скорости движения газов на степень эрозии пороха

(p=3000 *кг/см*^{2})

U *м/сек*	ξ	ΔU* *м/сек*	ΔU** *м/сек*
100	1,8	128	2,66
500	9,6	1375	36
1000	19,2	2900	90,5

* По Корнеру.

** Приращение скорости в результате массовой диффузии.

При таком давлении эффект массовой диффузии пренебрежимо мал по сравнению с эффектом по Корнеру.

В дальнейшем предлагается скорость горения пороха в ракетных каморах при низких давлениях определять по формуле

$$u(p, U_\infty) = Ap^\nu \xi(U_\infty) + \frac{\rho'}{\rho_0}\varepsilon(\eta')\frac{U_\infty}{60}, \qquad (4.10)$$

которая позволяет без коэффициентов согласования рассчитать эффект эрозии с отклонениями того же порядка, что и при опытах.

В уравнении (4.10) член Ap^{ν} представляет собой скорость горения пороха при отсутствии эрозии, а функции $\xi(U_\infty)$ и $\frac{\rho'}{\rho_0}\varepsilon(\eta')\frac{U_\infty}{60}$ выражают влияния, относящиеся к термической проводимости и к массовой диффузии, вследствие турбулентности, учитываемой величиной скорости газов U_∞, при которой ламинарное течение переходит в турбулентное.

Можно показать, что для порохового реактивного двигателя функцию $\xi(U_\infty)$ можно принять равной единице $[\xi(U_\infty)=1]$. Тогда эрозионное горение происходит исключительно за счет эффекта массовой диффузии, и зависимость для скорости горения примет вид

$$u(p, U_\infty)=Ap^{\nu}+\frac{\rho'}{\rho_0}\varepsilon(\eta')\frac{U_\infty}{60}. \qquad (4.11)$$

При допущении, что явления, которые управляют эффектом эрозии, протекают в газовой фазе и что неэрозионное горение пороха может быть управляемо изменением поверхности горения и явлениями, протекающими в твердой фазе, приведенные выше зависимости достаточно хорошо выражают происходящие явления.

В работе Тавернье * на основе экспериментальных данных делается попытка с помощью гидродинамических методов обобщить в одной теории различные виды эрозии. При этом, если теплопроводность возрастает под действием набегающего потока газов, то скорость горения пороха можно представить в виде

$$u=Ap^{\nu}\xi(U),$$

где U — скорость газового потока вдоль поверхности пороха.

Для массовой турбулентной диффузии

$$u=Ap^{\nu}+\hat{C}(\rho; U, \nu_t),$$

где ρ — плотность газов;

ν_t — кинематическая вязкость;

$\hat{C}$ — функция характеристик газового потока.

Для орудийных порохов при высоких давлениях наибольшее влияние оказывает теплопроводность газов; для ракетных порохов при низких давлениях вследствие турбулентной диффузии преобладает массовая эрозия.

Определяющее влияние на скорость горения трубчатых порохов оказывает истечение газов из каналов трубок.

---

* См. сноску на стр. 277.

До разработки теоретических основ эрозионного горения пороха на практике применяли ряд эмпирических формул для учета увеличения скорости горения под влиянием потока газов, вводя множитель φ к величине A или u_1 в законе скорости горения.

Приведем зависимости, определяющие коэффициенты φ:

Формула *Грина*

$$\varphi=\frac{u}{u_1}=1+k_1\left(\frac{x}{C}\right)\frac{F_{\min}}{F_{\text{св}}},$$

где C — длина заряда;

x — расстояние сечения от донного среза шашки;

$F_{\text{св}}$ — свободное сечение каморы, не занятое пороховыми шашками ($F_{\text{св}}=F_{\text{кам}}-S_{\text{т}}n$; здесь $S_{\text{т}}n$ — сумма торцовых площадей пороховых шашек).

Формула *Таверньe*

$$\varphi=1+A\left(\frac{U}{a_0}\right)^m,$$

где a_0 — скорость звука;

A и m — функции состава пороха.

Формула *Смита* (простейшая)

$$\varphi=1+kU.$$

Формула *Ганзена*

$$\varphi=1+0{,}11U^{2{,}4}.$$

Формула *Лейпунского*

$$\varphi=1+2{,}5\cdot 10^{-5}\left(\frac{S_1}{F_{\text{св}}}\right)^2,$$

где S_1 — полная поверхность порохового заряда.

Формула *Ванденкерхове*

$$\varphi=1+k(U-U_*),$$

где $k=0{,}002$,

U_* — «пороговая» скорость газа, ниже которой эрозия не наблюдается.

Все эти формулы, за исключением формулы Грина, дают средние значения коэффициента φ для каких-то средних значений скорости потока. Действительно, в передней части трубок скорость потока близка к нулю; у торца, обращенного к соплу, она наибольшая.

По мере горения пороха величина свободного сечения каморы увеличивается и скорость потока убывает.

Приведенные выше формулы не учитывают изменения условий течения газов.

Формула Грина в этом отношении имеет преимущество по сравнению с другими, так как содержит множитель x/C, характеризующий сечение потока на расстоянии x от переднего среза шашки.

Величина $F_{min}/F_{св}$ учитывает соотношение постоянной площади наименьшего сечения сопла к изменяющейся площади свободного прохода каморы.

Принимая течение газов установившимся, можно выражение, определяющее секундный проход газов через свободное сечение $F_{св}$ в том месте, где находится срез шашки, обращенный к соплу (индекс «с»), записать так:

$$G_{прох} = F_{св\,с}\, U_с\, \gamma_с.$$

Приравнивая его расходу газов через наименьшее сечение сопла F_{min}, т. е.

$$F_{св\,с}\, U_с \gamma_с = F_{min}\, U_{кр} \gamma,$$

и полагая, что $\gamma = \gamma_с$, получим

$$\frac{U_с}{U_{кр}} = \frac{F_{min}}{F_{св\,с}}.$$

Следовательно, формулу Грина можно написать в виде

$$\varphi = 1 + K_1 \left(\frac{x}{C}\right) \frac{U_с}{U_{кр}},$$

где $U_с$ — наибольшая скорость газов в том конце заряда, который обращен к соплу (по мере увеличения площади свободного прохода $F_{св}$ эта скорость убывает, так как $G_{прох}$ для сечений сопла остается постоянным).

Иногда поток газа характеризуют отношением $S/F_{св}$ (Уимпресс, Ю. А. Победоносцев). Обозначим его в дальнейшем через

$$\varkappa_П = \frac{S}{F_{св}} = \frac{S}{F_{кам} - S_т n}.$$

Этот коэффициент представляет собой отношение всей горящей поверхности пороха к площади свободного прохода каморы и характеризует как бы пропускную способность каморы и заряда. Как будет показано ниже, $\varkappa_П$ входит в соотношение, определяющее интенсивность притока и расхода газов через поперечное свободное сечение каморы и в определенной степени влияет на величину давления газов в каморе ПРД при данном сечении сопла F_{min}. В выражение для скорости горения вводят также поправку на эрозию $\varphi(\varkappa_П)$, т. е.

$$u_1 = u_{1,0}\, \varphi(\varkappa_П),$$

где для многошашечных зарядов $\varphi(\varkappa_П) = 1 + 0{,}0040\ (\varkappa_П - 100)$;
для одношашечных зарядов $\varphi(\varkappa_П) = 1 + 0{,}0032\ (\varkappa_П - 100)$.

Эти формулы довольно грубы и дают изменение $\varphi(\varkappa_П)$ только в пределах изменения величины $\varkappa_П$ от 150÷200 до 100. При $\varkappa_П \leqslant 100$ множитель $\varphi(\varkappa_П) = 1$, т е эрозионного эффекта не наблюдается.

4.8. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ ДЛЯ ПОРОХОВЫХ РАКЕТ

Формулы теории истечения в применении к пороховому двигателю на твердом топливе

Так как в каморе реактивного снаряда давления газов невелики и почти постоянны, а процесс истечения их из сопла близок к установившемуся, то температуру пороховых газов можно принимать постоянной и равной среднему ее значению за все время горения пороха.

Обычно для установившихся процессов, протекающих при $p=\text{const}$, принимают

$$T_0=\frac{T_1}{k}=\frac{T_1}{1-\theta}.$$

Правильнее следует принимать *, что

$$T_0=\frac{T_1}{1-\theta\eta_к},$$

где

$$\eta_к=\frac{\varphi_c AF_{\min}I_к}{\sqrt{\tau\omega}},$$

$$A=\frac{K_0}{\sqrt{f}}.$$

Величина $\eta_к$ представляет собой относительный расход газов за время горения пороха. При длительном процессе истечения, как например в ракетном двигателе, $\eta_к\approx 1$ и формула $T_0=\frac{T_1}{1-\theta\eta_к}$ переходит в $T_0=T_1/k$.

Тогда соответствующая температуре T_0, при условии $p=\text{const}$ сила пороха

$$f_0=RT_0=RT_1\frac{T_0}{T_1}=\frac{RT_1}{k}=\frac{f}{k}$$

(для пороховых ракетных двигателей $k=1{,}25$). Величину f_0 называют *приведенной силой пороха*. Кроме снижения силы пороха, в процессах при постоянном давлении наблюдаются тепловые потери, которые также уменьшают энергию пороховых газов. Эти потери учитываются коэффициентом $\chi=0{,}88\div 0{,}90$.

Скорость истечения газов в выходном сечении сопла F_a определяется по формуле

$$U_a=\varphi_1'\sqrt{\frac{2gk}{k-1}pw(1-x_a)^{\frac{k-1}{k}}}=\varphi_1'\sqrt{\frac{2gk}{k-1}f_0\chi(1-x_a)^{\frac{k-1}{k}}},$$

* См. на стр. 230.

где φ_1' — коэффициент, учитывающий потери скорости в сопле вследствие трения ($\varphi_1' \approx 0{,}93$);

$x_a = \frac{p_a}{p_я}$ — отношение давления p_a в выходном сечении сопла к давлению $p_я$ в предсопловом объеме — „яблоке".

Отношение давлений $p_a/p_я$ является вполне определенной функцией величины $\zeta = \frac{d_a}{d_{min}} = \frac{d_a}{d_{кр}}$, характеризующей степень расширения сопла.

Поэтому при определенном значении k величина

$$\sqrt{\frac{2gk}{k-1}(1-x_a)^{\frac{k-1}{k}}} = F_v$$

будет вполне определенной функцией ζ.

Тогда скорость истечения в выходном сечении сопла

$$U_a = \varphi_1' F_v(\zeta)\sqrt{f_0 \chi}.$$

Секундный расход газов через сопло выражается зависимостью

$$G_{расх} = F_{min} U \gamma = \frac{\varphi_2 K_0 F_{min} p_я}{\sqrt{f_0 \chi}},$$

где $p_я$ зависит от $p_{ср}$ в каморе и от газодинамических потерь в каморе и в диафрагме.

С увеличением давления в каморе увеличивается плотность γ, а не скорость U газов.

Реактивная сила R, развивающаяся при истечении газов из сопла каморы, выражается известной зависимостью (см. гл. II):

$$R = \frac{G_{расх} U_a}{g} + F_a (p_a - p_н).$$

В пороховых двигателях обычно сопло работает на режиме недорасширения и p_a больше наружного давления $p_н \leqslant 1$ *кг/см²* ($p_a = 5 \div 7$ *кг/см²*); в дальнейшем величиной $p_н$ пренебрегаем:

$$R = \frac{G_{расх} U_a}{g} + F_a p_a = \frac{G_{расх}}{g}\left(U_a + \frac{F_a p_a}{G_{расх}}\right) = \frac{G_{расх}}{g}(U_a + \varepsilon).$$

Величину $U_a + \varepsilon$ называют *эффективной скоростью истечения* газов (по Ланжевену) и обозначают через U_e.

Для пороховых двигателей, у которых $\frac{d_a}{d_{кр}} = 2{,}0 \div 2{,}3$ или $\frac{F_a}{F_{min}} = 4 - 5{,}3$ скорость $U_e \approx 1{,}10 U_a \approx 1800 \div 2000$ *м/сек*. Следовательно, можно формулу для реактивной силы R представить в виде

$$R = \frac{G_{расх} U_e}{g}.$$

Текущий импульс реактивной силы, сообщающий ракете определенное количество движения,

$$I(t) = \int_0^t R\,dt,$$

а полный импульс той же силы, т. е. импульс за все время истечения ($\tau = t_к + t_{ист}$), включая время горения пороха $t_к$ и время истечения газов $t_{ист}$ после сгорания заряда

$$I(\tau) = \int_0^\tau R\,dt.$$

Полный импульс $I(\tau)$ зависит от эффективной скорости истечения газов U_e, зависящей, в свою очередь, от энергетических характеристик пороха и веса заряда. Он определяется по формуле

$$I(\tau) = \int_0^\tau R\,dt = \int_0^\tau \frac{G_{расх} U_e}{g}\,dt = \frac{U_e}{g}\int_0^\tau G_{расх}\,dt =$$

$$= \frac{U_e}{g}\int_0^\omega dY = \frac{U_e}{g}\,\omega\mu U_e, \qquad (4.12)$$

где μ — масса заряда.

Из формулы (4.12) видно, что полный импульс не зависит от времени горения заряда и вида кривой $R = f(t)$, вместе с тем он определяется величиной площади, ограниченной этой кривой.

Импульс реактивной силы, отнесенный к единице веса заряда,

$$I_1 = \frac{I(\tau)}{\omega} = \frac{U_e}{g} = \frac{R}{G_{расх}}. \qquad (4.13)$$

Величина I_1 называется *единичным импульсом* реактивной силы, или *удельной тягой*. Этот импульс зависит от энергетических характеристик пороха (f, k, χ) и устройства сопла, т. е. от степени его расширения $S_a/S_{кр}$ (отношение площади выходного сечения сопла к его минимальному — критическому сечению).

Импульс I_1 имеет большое значение в ракетной технике, так как от него зависит максимальная скорость v_{max}, которую ракета получает в конце активного участка своей траектории или в конце разгона.

Формула Циолковского для максимальной скорости ракеты

Уравнение движения ракеты

$$\frac{q(t)}{g}\frac{dv}{dt}=R=\frac{G_{\text{расх}}U_e}{g}, \tag{4.14}$$

где $q(t)$ — переменный вес ракеты;
q_0 — полный вес ракеты ($q_0=q_{\text{пас}}+\omega$);
$q_{\text{пас}}$ — пассивный вес ракеты, т. е. вес без порохового заряда ($q_{\text{пас}}=q_{\text{б}}+q_{\text{дв}}$);
$q_{\text{б}}$ — вес боевой части ракеты с головным блоком;
$q_{\text{дв}}$ — вес двигателя-каморы.

Во время горения заряда переменный вес ракеты определяется из уравнения

$$q(t)=q_0-\int_0^t G_{\text{расх}}\,dt=q_0-Y.$$

Он изменяется от q_0 в начале до $q_{\text{пас}}=q_0-\omega$ в конце истечения газов.

Из уравнения (4. 14) имеем

$$dv=U_e\frac{G_{\text{расх}}\,dt}{q_0-\int_0^t G_{\text{расх}}\,dt}=U_e\frac{dY}{q_0-Y}.$$

Интегрируя это выражение, получим

$$v=U_e\ln\frac{q_0}{q_0-Y}. \tag{4.15}$$

В конце горения пороха $Y_{\text{к}}=\omega$ и

$$v_{max}=U_e\ln\frac{q_0}{q_0-\omega}=U_e\ln\frac{1}{1-\frac{\omega}{q_0}}.$$

Так как

$$\frac{q_0}{q_0-\omega}=\frac{q_{\text{пас}}+\omega}{q_{\text{пас}}}=1+\frac{\omega}{q_{\text{пас}}},$$

то

$$v_{max} = U_e \ln\left(1 + \frac{\omega}{q_{пас}}\right) = I_1 g \ln\left(1 + \frac{\omega}{q_{пас}}\right). \qquad (4.16)$$

Анализ формулы (4.16) показывает, что скорость v_{max} прямо пропорциональна единичному импульсу I_1 и возрастает с увеличением отношения веса заряда ω к пассивному весу ракеты $q_{пас}$. Учитывая, что $q_{пас} = q_б + q_{дв}$ и что для данной ракеты $q_б = \text{const}$, можно написать

$$\frac{\omega}{q_{пас}} = \frac{\omega}{q_б + q_{дв}} = \frac{1}{\frac{q_б}{\omega} + \frac{q_{дв}}{\omega}} = \frac{1}{\frac{q_б}{\omega} + \alpha_{дв}}.$$

Здесь $\alpha_{дв} = q_{дв}/\omega$ — коэффициент качества двигателя.

Следовательно, для увеличения v_{max}, кроме увеличения импульса I_1, надо увеличивать вес заряда и уменьшать вес двигателя ракеты, что можно достигнуть уменьшением толщины стенок, применяя более прочные материалы для каморы ракеты или снижая давление в каморе. Чем меньше $\alpha_{дв}$, тем большую скорость v_{max} можно получить в конце активного участка.

Единичный импульс или удельная тяга, как это следует из выведенных выше формул,

$$I_1 = \frac{U_e}{g} = \frac{U_a + \varepsilon}{g} = \frac{U_a + \frac{p_a F_a}{G_{расх}}}{g}$$

зависит в основном от $U_a = \varphi_1' F_v(\zeta)\sqrt{f_0 \chi}$, т. е. от $F_v(\zeta)$, в свою очередь, зависящей от $\zeta = d_a/d_{min}$, силы пороха f_0, тепловых потерь χ ($\chi = 0{,}88$) и потерь скорости в сопле φ_1' ($\varphi_1' = 0{,}93$).

Таким образом, для увеличения I_1 надо увеличивать силу пороха f_0 или эквивалентное ему количество тепла $Q_ж$, по возможности снижая тепловые потери при горении пороха в каморе, т. е. увеличивая χ и уменьшая потери в сопле, т. е. повышая φ_2'.

При данных природе пороха f_0 и давлении $p_{ср}$ единичный импульс I_1 достигает максимума при некотором значении ζ, причем с увеличением $p_{ср}$ величина I_1 также увеличивается. Однако возрастание ζ, немного увеличивая I_1, удлиняет сопло и вместе с этим вес $q_{дв}$. Поэтому надо искать оптимальное значение ζ для каждого давления $p_{ср}$.

Вместе с тем при увеличении I_1 вследствие возрастания теплотворной способности пороха $Q_ж$ повышаются тепловые потери в каморе и, следовательно, влияние $Q_ж$ ослабляется. В этом случае надо также находить оптимальные условия.

Основные зависимости при горении пороха в каморе ракеты

*Формула для давления газов (формула Бори)**

Несмотря на весьма давнее использование ракет, теоретические формулы, устанавливающие зависимость давления газов в каморе от различных факторов и условий заряжания, появились лишь в период первой мировой войны. Первая известная в литературе крупная работа по этому вопросу принадлежит французскому инженеру Бори (1917 г.).

Давление газов определяется аналогично определению давления в бомбе с соплом из условия равенства секундного притока и расхода газов. Но формула для притока газов при низких давлениях отличается от формулы при высоких давлениях, так как закон скорости горения выражается зависимостью $u=u_1' p^{\nu}$, где $\nu<1$.

Секундный приток газов определяется по формуле

$$\omega \frac{d\psi}{dt}=\delta S u=\delta S u_1' p^{\nu}, \qquad (4.1')$$

а секундный расход по формуле

$$\omega \frac{d\eta}{dt}=\frac{\varphi_2 K_0 F_{\min} p}{\sqrt{f_0 \chi}}=\varphi_2 A F_{\min} p. \qquad (4.4')$$

Приравнивая правые части выражений (4.1') и (4.4'), получим

$$\delta S u_1' p^{\nu}=\varphi_2 A F_{\min} p, \qquad (4.17')$$

откуда

$$p=\left(\frac{u_1'\delta}{A\varphi_2}\frac{S}{F_{\min}}\right)^{\frac{1}{1-\nu}}. \qquad (4.18)$$

Это выражение и является формулой Бори.

При данной природе пороха (f_0, u_1', δ) величина давления зависит в основном от «зажима» сопла

$$\gamma_1=\frac{S}{F_{\min}}.$$

Формулу (4.17) можно использовать для определения наименьшего (критического) сечения сопла $F_{\min}$ при заданном давлении в каморе p:

$$F_{\min}=\frac{\delta S u_1'}{\varphi_2 A}\frac{1}{p^{1-\nu}}.$$

* Bory, Essai sur la balistique de la fusée, Mémorial de l'artillerie française, 1922, N 3.

Так как

$$\frac{S}{\Lambda_1}=\frac{\varkappa\sigma}{e_1} \text{ и } \delta S=\frac{\omega\varkappa\sigma}{e_1},$$

то

$$F_{\min}=\frac{\omega\varkappa\sigma}{\varphi_2 A e_1}\frac{u_1'}{p^{1-\nu}}. \qquad (4.19)$$

Для ракетных трубчатых шашек можно принять $\varkappa\sigma=1$.

Чувствительность ε степенной функции к изменению какого-либо фактора равна показателю степени $\frac{1}{1-\nu}$, т. е.

$$\varepsilon=\frac{dp}{p}:\frac{dx}{x}=\frac{1}{1-\nu},$$

где x — любой параметр заряжания, входящий в формулу (4.18).

При $\nu=0{,}7$ чувствительность $\varepsilon=3{,}33$, т. е. давление изменяется в 3,33 раза быстрее, чем отношение $S/F_{\min}=\gamma_1$.

В законе скорости горения ν меняется с изменением давления, приближаясь к значению 0,9 при $p\approx 250$ *кг/см*^{2} и к 1,0 при $p=600\div 800$ *кг/см*^{2}. В соответствии с этим растет и чувствительность, например, при $\nu=0{,}9$ чувствительность $\varepsilon=10$.

Меняя состав пороха, можно изменять ν и ε. Так, если в одном случае γ_1 изменялось от $\gamma_1'=415$ до $\gamma_1''=527$ ($\gamma_1''/\gamma_1'=1{,}27$), то давление изменилось от $p_1=100$ до $p_2=150$ ($p_2/p_1=1{,}50$) и $\varepsilon=1{,}71$:

$$\left(\varepsilon=\lg\frac{p_2}{p_1}:\lg\frac{\gamma_1''}{\gamma_1'}\right).$$

В другом случае при малых давлениях, если $\gamma_1''/\gamma_1'=717/587=1{,}22$, то $p_2/p_1=170/126=1{,}35$ и $\varepsilon=1{,}52$. При высоких давлениях, если $\gamma_1''/\gamma_1'=909/840=1{,}08$, то $p_2/p_1=1434/800=1{,}795$ и $\varepsilon=7{,}5$.

Рассмотренные примеры показывают, как может резко повышаться давление при сравнительно небольшом изменении $\gamma_1=S/F_{\min}$, когда сами давления в каморе велики и показатель степени ν близок к единице.

Из формулы (4.18) видно, что при данных условиях заряжания относительное изменение давления будет несколько больше, чем относительное изменение горящей поверхности пороха. Из предыдущего произведение $S\delta u_1=\frac{\omega S u_1'}{\Lambda_1}=\omega\Gamma$, поэтому давление в каморе сгорания изменяется аналогично изменению функции Γ.

На первый взгляд, при горении трубчатых шашек с малой дегрессивностью ($\sigma_к=S_к/S_1=0{,}95$) из формулы (4.18) давление в каморе должно было бы падать быстрее, чем изменяется S, так

как S входит в степени $\varepsilon \approx 3$. Но при изменении давления начинается процесс саморегулирования (см. фиг. 4.4), т. е. если давление в результате уменьшения горящей поверхности начнет падать, то расход газов станет меньше притока и давление восстановится или изменится незначительно.

Определение закона изменения давления для пороховой ракеты

Решение основной задачи внутренней баллистики пороховой ракеты состоит в том, чтобы при данных условиях заряжания найти закон изменения давления p в функции от сгоревшей части заряда ψ и в функции от времени t, а также закон изменения тяги ракеты.

Так как давление в ракетных каморах меняется слабо, то надо в первую очередь найти зависимости для определения $p_{\max}$.

Решение этой задачи в общем виде при переменных параметрах $S, \varphi(\varkappa_{\text{П}})$ и χ очень сложно, поэтому в первом приближении ее решают для пороха с постоянной поверхностью горения ($\varkappa = 1$; $\sigma = 1$) без учета влияния эрозии [$\varphi(\varkappa_{\text{П}}) = 1$] и при $\chi = \text{const}$ (0,88 или 0,90). Температуру газов $T = T_1/k$ при этом считают также постоянной, а силу пороха $f_0 = f/k$. Кроме того, закон скорости горения выражают формулой $u = u_1' p^{\nu}$ или $u = ap + b = a\left(p + \frac{b}{a}\right)$.

Давление в каморе зависит от баланса притока и расхода газов.

Секундный приток газов и секундный расход газов выражаются формулами (4.1′) и (4.4′).

Пусть к некоторому моменту t сгорела часть заряда ψ и через сопло вытекла часть газов η. Тогда вес газов в каморе будет равен $\omega(\psi - \eta)$ *кг* (весом газов воспламенителя пренебрегаем). Из уравнения состояния этих газов давление для данного момента времени определится из выражения

$$p = \frac{f_0 \chi \omega (\psi - \eta)}{W_0 - \frac{\omega}{\delta}(1 - \psi) - \alpha\omega(\psi - \eta)} = \frac{f_0 \chi \Delta (\psi - \eta)}{1 - \frac{\Delta}{\delta}(1 - \psi) - \alpha\Delta(\psi - \eta)} =$$

$$= \frac{a}{b}, \tag{4.20}$$

где

$$a = f_0 \chi \Delta (\psi - \eta)$$

и

$$b = 1 - \frac{\Delta}{\delta}(1 - \psi) - \alpha\Delta(\psi - \eta).$$

Для определения условия, при котором получается p_{max}, дифференцируем выражение (4.20) по времени t:

$$\frac{dp}{dt}=\frac{1}{b}\left\{f_0\chi\Delta\left(\frac{d\psi}{dt}-\frac{d\eta}{dt}\right)-p\left[-\Delta\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\frac{d\psi}{dt}+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\alpha\Delta\frac{d\eta}{dt}\right]\right\}=\frac{\Delta}{b}\left\{\left[f_0\chi+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)p\right]\frac{d\psi}{dt}-(f_0\chi+\alpha p)\frac{d\eta}{dt}\right\}.$$

При $\frac{dp}{dt}=0$ выражение в фигурных скобках равно нулю. Отсюда условие для получения p_{max} имеет вид

$$\frac{d\psi}{dt}=\frac{f_0\chi+\alpha p_{max}}{f_0\chi+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)p_{max}}\frac{d\eta}{dt}=(1+\gamma'')\frac{d\eta}{dt}.$$

Здесь

$$1+\gamma''=\frac{1+\alpha\frac{p_{max}}{f_0\chi}}{1+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\frac{p_{max}}{f_0\chi}}\approx 1+\frac{p_{max}}{f_0\chi\delta}.$$

Следовательно, при максимальном давлении в каморе секундный приток газов должен быть несколько больше секундного расхода.

Но для пороха с постоянной поверхностью горения

$$\frac{d\psi}{dt}=\frac{S_1}{\Lambda_1}u_1'p^{\nu}=\Gamma_1 p^{\nu},$$

$$\frac{d\eta}{dt}=\frac{\varphi_2 A F_{min} p}{\omega}=Np,$$

где

$$\Gamma_1=\text{const};$$

$$N=\frac{\varphi_2 K_0 F_{min}}{\omega\sqrt{f_0\chi}}.$$

Отсюда следует, что для получения p_{max} необходимо, чтобы

$$\Gamma_1 p_{max}^{\nu}=(1+\gamma'')Np_{max}. \qquad (4.21)$$

Величина p_{max} определяется графически по точке пересечения кривой $\Gamma_1 p_{max}^{\nu}$ и прямой $(1+\gamma'')Np_{max}$, проходящей через начало координат. Сумма $1+\gamma''$ с изменением давления p_{max} вдвое изменяется всего на 1%. Так, например, для пороха, у которого $f_0\chi=750\,000$ *кг·дм/кг* и $f_0\chi\delta=1\,200\,000$ *кг/дм*^{2}, при изменении p_{max} от 120 *кг/см*^{2} (12 000 *кг/дм*^{2}) сумма $1+\gamma''=1{,}010$; если $p_{max}=240$ *кг/см*^{2}, то $1+\gamma''=1{,}020$.

Ясно, что в таких больших пределах давление при горении заряда не может изменяться, так что колебания в величине суммы

$1+\gamma''$ будут очень малы и погрешность в определении расчетного p_{max} также будет мала.

Если допустить, что поверхность горения и коэффициент теплоотдачи χ постоянны и нет влияния эрозии, то давление после достижения p_{max} будет оставаться постоянным до конца горения и кривая давления представится в виде прямой, с ординатой $p=p_{max}$, параллельной оси времен.

Полное время горения $t_к$ определится из равенства

$$t_к=\frac{e_1}{u_m}=\frac{e_1}{u_1' p_{max}^{\nu}}.$$

Это же время по формуле проф. Я. М. Шапиро ($u=0{,}370p^{0,7}$)

$$t_к=\frac{e_1}{0{,}370p_{max}^{0,7}}.$$

Здесь $t_к$ в сек., e_1 в *мм*, u в *мм/сек* и p в *кг/см*^{2}. Если $2e_1=20$ *мм*, $p_{max}=150$ *кг/см*^{2} ($p_{max}^{0,7}=33{,}1$, $u_m=0{,}37\cdot 33{,}1=12{,}25$ *мм/сек*, то $t_к=e_1/u_m=10/12{,}25=0{,}818$ сек.

На самом деле, обычно у трубчатых шашек поверхность горения убывает за время сгорания на 5—10%, эрозия повышает скорость горения в начальном периоде, пока величина свободного сечения $F_{св}$ наименьшая, и характеристика интенсивности газового потока вдоль каморы $\varkappa_П=\frac{S_1-S_т n}{F_{кам}-S_т n}$ имеет наибольшую величину. В дальнейшем, по мере сгорания пороха и уменьшения площади торца шашки $S_т$ коэффициент $\varkappa_П$ убывает, а при $\varkappa_П<100$ влиянием потока газов на эрозию можно пренебрегать. Поэтому в действительности кривая $p(t)$ для трубчатых шашек после p_{max} будет иметь слегка дегрессивный характер и давление в конце горения $p_к$ обычно будет меньше p_{max}.

Более точное решение дается в специальных работах. Здесь лишь приведено ориентировочное решение, но условие получения p_{max}

$$\Gamma p^{\nu}=(1+\gamma'')\frac{AF_{min}}{\omega}\varphi_2 p$$

остается в силе и для переменной характеристики Г — дегрессивной или прогрессивной.

Истечение газов из каморы после сгорания пороха

В этом случае можно применить общую формулу для падения давления газов при истечении их из определенного объема: *

$$p=\frac{p_к}{(1+B't)^{\frac{2k}{k-1}}},$$

* См. формулу (6.11), стр. 379.

где $p_к$ — давление в конце горения;

$$B' = \frac{k-1}{2} K_0 \frac{F_{min}}{\omega'} \sqrt{\frac{p_к}{w_к}}$$

$\left(\omega' = \frac{W_0}{w_к}\right.$ — вес газов, оставшихся в каморе к концу горения$\left.\right)$.

Плотность газов в конце горения заряда при давлении $p_к$

$$\gamma_к = \frac{p_к}{f_0 l} = \frac{1}{w_к},$$

но

$$w_к = \frac{f_0 \gamma}{p_к} = \frac{W_0}{\omega'},$$

и, следовательно,

$$\omega' = \frac{W_0}{w_к} = \frac{p_к W_0}{f_0 l}.$$

Таким образом, все величины для определения B' известны.

Время истечения $t''_к$ и температура T_0 оставшихся газов после сгорания заряда определяется из следующих выражений (см стр. 378—379):

$$t''_к = \frac{1}{B'} \left[\left(\frac{p_к}{1{,}8} \right)^{\frac{k-1}{2k}} - 1 \right],$$

$$T_0 = \frac{T_к}{(1 + B' t''_к)^2}.$$

Время полного процесса истечения

$$t_п = t_к + t''_к.$$

Примечание Если закон скорости горения выражается зависимостью $u = ap + b$, то условие получения p_{max} выразится равенством

$$\frac{S_1}{\Lambda_1} a \left(p + \frac{b}{a} \right) = (1 + \gamma'') \frac{AF_{min}}{\omega} p \qquad (4.21')$$

или

$$ap + b = (1 + \gamma'') \frac{AF_{min}\Lambda_1}{\omega S_1} p = (1 + \gamma'') \frac{A}{\delta} \frac{F_{min}}{S_1} p. \qquad (4.21'')$$

По уравнению (4.21″) давление p_{max} определится точкой пересечения двух прямых: одной, проходящей через начало координат и представляющей собой расход газов (правая часть уравнения), и прямой, выходящей из точки, лежащей выше начала координат и представляющей приток газов (левая часть уравнения)

В начале истечения приток газов превалирует над расходом и давление в каморе растет, затем оно достигает наибольшей величины p_{max} и для пороха с постоянной поверхностью горения должно оставаться постоянным

Замечания в отношении действительной кривой давления $p(t)$ остаются в силе и для этого случая

Для определения ψ_m, соответствующей $p_{\max}$, используем уравнение состояния для этого момента, а также связь между ψ и η.

Известно, что

$$\eta = \eta_к z = \frac{AF_{\min} I_к}{\omega} z.$$

Так как для трубчатого пороха $z \approx \psi$, то $\eta_m \approx \eta_к \psi_m$. Подставив это выражение в уравнение (4.20), получим

$$p_{\max} = \frac{f_0 \chi \Delta (\psi_m - \eta_m)}{1 - \frac{\Delta}{\delta} + \frac{\Delta}{\delta}\psi_m - \alpha\Delta(\psi_m - \eta_m)} = \frac{f_0 \chi \Delta \psi_m (1 - \eta_к)}{1 - \frac{\Delta}{\delta} + \frac{\Delta}{\delta}\psi_m - \alpha\Delta\psi_m(1 - \eta_к)}.$$

Отсюда

$$\psi_m = \frac{\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta}}{\frac{f_0 \chi (1 - \eta_к)}{p_{\max}} + \alpha(1 - \eta_к) - \frac{1}{\delta}}. \qquad (4.22)$$

Чтобы по этой формуле найти ψ_m, надо знать $\eta_к = \frac{AF_{\min} I_к}{\omega}$.

В этом выражении при законе скорости горения $u = u_1' p^\nu$ (что соответствует переменной величине u_1 в формуле $u = u_1 p$) величина $I_к$ определится как отношение $e_1/u_{1ср}$, где $u_{1ср}$ — средняя скорость горения u при изменении давления от $p = 0$ до $p_{\max}$, деленная на среднее давление $p_{\max}/2$.

Среднее значение u определится по известной формуле: $u_{ср} = u_1' p_{ср}^\nu = u_1' \frac{p^\nu}{2 - \nu}$. Эта формула при $p_{\max}$ будет иметь вид

$$u_{ср\,m} = u_1' \frac{p_{\max}^{1-\nu}}{2 - \nu}$$

или

$$u_{1ср\,m} = \frac{u_{ср\,m}}{p_{\max\,ср}} = u_1' \frac{p_{\max}^{1-\nu}}{2 - \nu} \frac{2}{p_{\max}} = \frac{2u_m}{(2 - \nu) p_{\max}}.$$

Тогда

$$I_к = \frac{e_1}{u_{1ср}}$$

и

$$\eta_к = \frac{AF_{\min} I_к}{\omega}.$$

Это значение $\eta_к$ подставляют в формулу (4.22) и определяют ψ_m.

Затем находят время горения пороха, принимая для пороха с постоянной поверхностью горения условие $p=p_{\max}=\text{const}$ до конца горения и на начальном участке от 0 до ψ_m среднее давление $p_{\max}/2$ и скорость горения $u_m/2$.

Тогда

$$t_к=\frac{2e_m}{u_m}+\frac{e_1-e_m}{u_m}=\frac{e_1+e_m}{u_m}.$$

Так как

$$e_m=e_1\psi_m,$$

то

$$t_к=\frac{e_1(1+\psi_m)}{u_m}.$$

Время истечения оставшихся газов $t_к''$ после сгорания заряда определяется по формуле, приведенной на стр. 296.

Пример. По заданным условиям заряжания рассчитаем давление $p_{\max}$ в каморе, время горения пороха $t_к$ и силу тяги R.

Условия заряжания:

$$W_0=1{,}7\ дм^3;\ D_{кам}=8{,}5\ см;\ F_{кам}=56{,}6\ см^2;$$

$$L_{кам}=30\ см;\ F_{\min}=1{,}6\ см^2;\ \omega=2\ кг;$$

заряд из одной шашки трубчатой формы ($D_0=8{,}0\ см$; $d_0=1{,}2\ см$; $2c=25{,}5\ см$; $2e_1=\frac{D_0-d_0}{2}=3{,}4\ см$).

Рассчитываем характеристики формы пороха.

$$\varkappa=1+\beta=1+\frac{2e_1}{2c}=1{,}133;$$

$$\lambda=\frac{-\beta}{1+\beta}=-0{,}1175;\quad \sigma_к=1+2\lambda=0{,}765.$$

Рассчитываем конструктивные данные:

$$S_{т0}=\frac{\pi}{4}(D_0^2-d_0^2)=\frac{\pi}{4}(64-1{,}44)=49{,}0\ см^2;$$

$$\Delta=\frac{2\,00}{1{,}70}=1{,}18\ кг/дм^3;$$

$$S_1=\Lambda_1\frac{\varkappa}{e_1}=\frac{\omega}{\delta}\frac{\varkappa}{e_1}=\frac{2000}{1{,}6}\frac{1{,}133}{1{,}7}=833\ см^2;$$

$$\gamma_1=\frac{S_1}{F_{\min}}=\frac{833}{1{,}6}=520;$$

$$S_1 - S_{т0} = 833 - 49{,}0 = 784{,}0 \ см^2;$$

$$F_{св0} = F_{кам} - S_{т0} = 56{,}6 - 49{,}0 = 7{,}6 \ см^2;$$

$$\varkappa_П = \frac{S_1 - S_{г0}}{F_{св0}} = \frac{784{,}0}{7{,}6} = 103.$$

Определяем $G_{прит}$ и $G_{расх}$ газов:

$$G_{прит} = \omega \frac{d\psi}{dt} = \delta S_1 u_1' p^{\nu} = 1{,}6 \cdot 833 \cdot 0{,}370 p^{0{,}7} =$$

$$= 1{,}333 \cdot 0{,}037 p^{0{,}7} = 0{,}0494 \ кг/сек \ p^{0{,}7};$$

$$G_{расх} = \omega \frac{d\eta}{dt} = A F_{min} p = 0{,}0075 \cdot 1{,}6 p = 0{,}0120 p \ кг/сек.$$

Для построения кривых $G_{прит}$ и $G_{расх}$, задаваясь значениями p, составляем табл. 4. 5.

По построенным кривым $G_{прит}(p)$ и $G_{расх}(p)$ определяют точку их пересечения, которая дает $p_{max} = 110 \ кг/см^2$. В этой точке $G_{прит} = G_{расх} = 1{,}33 \ кг/сек$.

Таблица 4.5

Изменение секундных притока и расхода газов от их давления

p $кг/см^2$	$p^{0{,}7}$	$G_{прит}$ $кг/сек$	$G_{расх}$ $кг/сек$
50	15,4	0,762	0,6
100	25,1	1,238	1,2
150	33,1	1,634	1,8
200	40,7	2,010	2,4

Отсюда находят

$$u_m = \frac{G_{прит}}{S_1 \delta} = \frac{1{,}33}{1{,}333} = 1 \ см/сек = 10 \ мм/сек;$$

$$u_{1m\,ср} = \frac{u_{ср}}{p_{ср}} = \frac{u_m \, 2}{(2 - \nu) p_{max}} = \frac{10}{0{,}65 \cdot 110} =$$

$$= 0{,}1395 \frac{мм/сек}{кг/см^2} = 0{,}00001395 \frac{дм/сек}{кг/дм^2};$$

$$I_к = \frac{e_1}{u_{1m\,ср}} = \frac{0{,}17}{0{,}0_4 1395} = 12\,170 \ кг \cdot сек/дм^2 = 121{,}7 \ кг \cdot сек/см^2;$$

$$\eta_к = \frac{AF_{\min} I_к}{\omega} = \frac{0{,}0075 \cdot 0{,}016 \cdot 12\,170}{2{,}00} = 0{,}731;$$

$$1 - \eta_к = 0{,}269;$$

$$\psi_m = \frac{\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta}}{\frac{f\omega}{p_{\max}}(1-\eta_к) + \alpha(1-\eta_к) - \frac{1}{\delta}} = \frac{0{,}975 - 0{,}625}{68{,}0 \cdot 0{,}269 + 0{,}269 - 0{,}625} =$$

$$= \frac{0{,}330}{17{,}93} = 0{,}0184 < 0{,}02.$$

Зная ψ_m, определяем время горения пороха:

$$t_к = \frac{e_1(1+\psi_m)}{u_m} = \frac{17(1{,}0184)}{10{,}0} = 1{,}732 \text{ сек}.$$

В результате реактивная сила (сила тяги)

$$R = \zeta F_{\min} p = 1{,}4 \cdot 1{,}6 \cdot 110 = 246 \text{ кг},$$

$$I_1 = \frac{R}{G_{\text{расх}}} = \frac{246}{1{,}33} = 185 \frac{\text{кг} \cdot \text{сек}}{\text{кг}}.$$

Эмпирический метод проф. Ю. А. Победоносцева

В тридцатых годах проф. Ю. А. Победоносцев предложил очень простой эмпирический метод расчета наибольшего давления газов $p_{\max}$ в каморе реактивного снаряда по заданным характеристикам сопла, диафрагмы и размерам шашек снаряда.

Величина $p_{\max}$ считается функцией двух параметров: $d_{кр}/D_{пр}$ и B:

$d_{кр}$ — диаметр критического сечения сопла;

$D_{пр}$ — приведенный диаметр заряда, определяемый из выражения $S_1 = \frac{\pi}{4} D_{пр}^2$, т. е. $D_{пр} = \sqrt{\frac{4S_1}{\pi}}$;

B — коэффициент внутренних потерь при движении газов в каморе, зависящий от размеров и способа расположения заряда в каморе и от устройства диафрагмы и „яблока“:

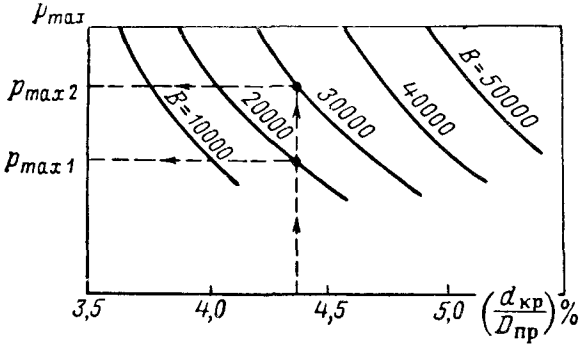
$$B = \varkappa_П^2 + \eta_д \varkappa_д^2,$$

$$\varkappa_П = \frac{S_1 - S_т n}{F_{кам} - S_т n} \approx \frac{S_1}{F_{св}}.$$

Здесь $\varkappa_П$ обычно принимаются равным 100—200;

$$\varkappa_д = \frac{S_1}{F_д},$$

где $F_д$ — суммарная площадь сечений отверстий в диафрагме, характеризует потерю напора газов в диафрагме, $\eta_д$ — коэффициент, зависящий от устройства диафрагмы ($\eta_д \leqslant 1$).



Фиг. 4. 24. Диаграмма проф. Ю. А. Победоносцева для выбора p_{max}.

Величина p_{max} определяется графически из кривых $p_{max} = f(d_{кр}/D_{пр})$ (фиг. 4. 24) при разных значениях параметра B (от 10 000 до 50 000). По этому же графику можно решить обратную задачу — по заданным p_{max} и B найти $d_{кр}/D_{пр}$ и S_1.

Некоторые соображения о проектировании зарядов твердого топлива *

Многие задачи внутренней баллистики и, в первую очередь, задачу о выборе размеров и формы заряда, который должен обеспечивать требуемую программу тяги двигателя $R = F(t)$, можно свести к чисто геометрическим вычислениям. В этой связи формулу, определяющую давление в каморе сгорания, можно рассматривать как некоторую промежуточную функцию, связывающую геометрию заряда с давлением в каморе сгорания, в виде:

$$p = \left(\delta \frac{1}{A} \frac{S_1}{F_{min}} u_1'\right)^{\frac{1}{1-\nu}}, \qquad (4.18)$$

где $A = \dfrac{K_0}{\sqrt{f_0 \chi}}$.

Показатель степени $\dfrac{1}{1-\nu}$ в формуле (4. 18), зависящий только от природы топлива, как было показано выше, играет роль коэффициента чувствительности. В качестве независимой переменной целесообразно выбрать толщину e слоя пороха, сгорающую за

* Vandenkerckhove, Recent Advances in Solid Propellant Grain Design, ARS, 1959, v. 29, No. 7, p. 483—491.

некоторый промежуток времени. Тогда скорость горения $u=de/dt$ и

$$e=\int_0^t u\,dt$$

или с учетом закона скорости горения пороха

$$e=\int_0^t u_1' p^{\nu}\,dt.$$

При проектировании заряда необходимо учитывать изменение давления по длине шашки, которое вызывает некоторую неравномерность горения пороха. При этом максимальный перепад давления может быть оценен по уравнению (4.18), в котором вместо $\gamma_1=\dfrac{S_1}{F_{\min}}$ следует взять

$$\gamma_{1эф}=\gamma_1\left(1+\frac{\Phi^2}{2}J^2\right),$$

где $J=F_{\min}/F_{св}$ — величина переменная ($F_{св}$ — переменный размер проходного сечения);

Φ — некоторая функция, численное значение которой зависит от отношения удельных теплоемкостей продуктов сгорания.

При $k=1{,}25$ и $\Phi=0{,}658$

$$\gamma_{1эф}=\gamma_1\left[1+0{,}2165\left(\frac{F_{\min}}{F_{св}}\right)^2\right].$$

При существующих соотношениях $F_{\min}/F_{св}$ величина в скобках колеблется в пределах $1{,}025\div1{,}010$.

Максимальный перепад давлений имеет место в начале горения, когда $F_{св}$ по величине минимально; по мере горения заряда перепад убывает, так как $F_{св}$ растет.

Для устранения эрозионного горения канал пороха может иметь конусность, величина которой должна быть пропорциональна изменению местной скорости горения. Геометрия шашки выбирается такой, чтобы обеспечивать по возможности горение без разрушения заряда.

Выбор элементов геометрии проектируемого заряда

При проектировании порохового двигателя при заданной дальности стремятся получить минимальный пассивный или общий его вес. В этом случае оптимальные габариты и соотношения параметров двигателя определяются следующим образом.

Задаются несколькими значениями рабочего давления p в каморе сгорания. Для каждого из этих значений по величине необходимого полного импульса силы тяги определяют вес заряда с учетом того, что единичный импульс зависит от давления. Так как время работы двигателя $t_к$ задано, то можно найти требуемую среднюю силу его тяги R и по ее величине для каждого значения p рассчитать площадь критического сечения сопла F_{min}. Затем задаются параметром J двигателя, и для каждого из значений F_{min} и p определяют необходимую величину проходного сечения каморы $F_{св}$. Это дает возможность для каждого значения p найти величину пассивного веса двигателя и выбрать оптимальные габариты каморы сгорания, обеспечивающие наименьший пассивный вес. С повышением давления в каморе пассивный вес двигателя увеличивается, тогда как требуемый вес порохового заряда несколько снижается.

В итоге, сравнивая результаты расчетов пассивного веса двигателя для выбранных значений p, находят некоторое оптимальное давление, при котором полный вес двигателя будет минимальным. При этом надо иметь в виду, что этот оптимум полного веса двигателя не соответствует предельной плотности заряжания или максимальному отношению веса заряда к общему весу двигателя. После определения оптимальных габаритов двигателя можно найти размеры и форму порохового заряда.

При выборе формы поперечного сечения заряда используются следующие его характеристики:

1) периметр Π_1 поперечного сечения заряда, величина которого характеризует полную поверхность горения $S_1=\Pi_1 C$ (здесь C — длина шашки);

2) площадь проходного сечения $F_{св}$, от величины которой зависит параметр J двигателя;

3) параметр напряженности процесса горения $\varkappa_П \approx \frac{S_1}{F_{св}}$.

В итоге для каждого типа заряда можно рассчитать основные характеристики сечения заряда в функции его толщины e.

4.9. ПОНЯТИЕ О ТУРБОРЕАКТИВНЫХ СНАРЯДАХ

Помимо обычных реактивных снарядов со стабилизирующим их в полете оперением применяются турбореактивные снаряды (ТРС), вращающиеся вокруг своей продольной оси. Вращение снаряда создается в результате истечения газов через сопла, расположенные симметрично по окружности в дне снаряда. Оси этих сопел направлены под углом к цилиндрической образующей. Отсутствие стабилизаторов и лучшая форма снарядов такого типа обеспечивает при стрельбе более высокую кучность, чем у обычных реактивных снарядов. Чем больше угол наклона оси сопла, тем бо́льшую угловую скорость можно сообщить снаряду.

Центробежные силы, действующие внутри каморы вращающегося снаряда на пороховые элементы и на находящиеся там же газы, вызывают значительные изменения в характере горения заряда, что сказывается на общем виде кривой давления $p=f(t)$ и на величине p_{max}.

Опыты показали, что во время горения пороха угловая скорость снаряда растет примерно пропорционально времени. Непосредственное измерение давления во вращающейся каморе снаряда на стенде сложнее, чем в неподвижной, измерение же силы тяги можно провести без особого труда.

Поэтому Уимпресс рекомендует определять приближенное значение давления в каморе турбореактивного снаряда расчетным путем, зная аналитическую зависимость между давлением и тягой, измеряемой непосредственно на опыте.

На основе теоретического анализа и некоторых экспериментальных исследований можно дать следующую качественную характеристику процессов, протекающих в каморе турбореактивного снаряда.

1. Процесс воспламенения и горения пороха во вращающейся каморе до момента, пока снаряд не достиг еще большого числа оборотов, почти не отличается от процесса воспламенения и горения пороха в неподвижной каморе.

2. Центробежные силы ускоряют горение пороха после приобретения снарядом достаточной большой угловой скорости и после того, как шашки обгорели на некоторую толщину. Центробежная сила, действующая на массу m пороха, находящуюся на расстоянии ρ от оси вращения, при угловой скорости вращения Ω выражается известной формулой

$$q_{цб}=m\rho\Omega^2.$$

Считают, что и приращение скорости горения пороха и давления также пропорциональны квадрату угловой скорости снаряда Ω. Следовательно, при горении пороховых шашек трубчатой формы во вращающемся снаряде давление в каморе не будет оставаться постоянным, как у невращающегося снаряда, а будет повышаться с увеличением угловой скорости, которая непрерывно растет в течение всего процесса горения.

Поэтому для турбореактивных снарядов рекомендуется применять пороха дегрессивной формы, у которых произведение Su при горении остается почти постоянным. В этом случае и давление p сохранит почти постоянную величину.

3. Так как среднее давление в каморе вращающегося снаряда повышается, то и время горения в нем пороха данной толщины будет меньше, чем у невращающегося снаряда.

4. При вращении снаряда давление газа в его каморе сгорания повышается от оси к периферии. Неравномерность распределения

давления в каморе вызывает различие в скорости горения пороха в центральных и периферийных шашках.

При проектировании порохового заряда для ТРС необходимо учитывать следующие их особенности *:

— корпус не должен быть излишне длинным, так как иначе трудно обеспечить устойчивость снаряда в полете. Опыт показывает, что при заданном калибре снаряда его параметр $\varkappa_{\text{П}}$ получается обычно невысоким, и основная задача проектирования сводится к получению возможно более высокой плотности заряжания. В США для повышения плотности заряжания, помимо трубчатых, применяются также и крестообразные шашки.

У большинства американских ТРС вращающий момент создается с помощью большого числа небольших наклонных к оси снаряда сопел в сопловой крышке, располагаемых по окружности. Так как диаметр критического сечения каждого из таких сопел невелик, то они в большей степени размываются горячей струей газа; в результате этого к концу горения площадь их критического сечения несколько увеличивается. Это явление особенно значительно проявляется при высоких температурах заряда, поскольку при этом повышается давление в каморе. Для турбореактивных снарядов увеличение площади критического сечения наклонного сопла имеет и свою положительную сторону, так как при этом снижается давление в каморе, которое имеет тенденцию повышаться к концу горения заряда по мере увеличения числа оборотов снаряда.

Большая скорость вращения турбореактивного снаряда к концу горения заряда вызывает значительные напряжения в материале самого заряда, при которых возможно как разрушение порохового заряда, так и самой каморы.

Основным фактором, ограничивающим верхний предел угловой скорости снаряда, можно, видимо, считать прочность порохового заряда на растяжение. При низких температурах прочность пороха снижается и начинает существенно сказываться его хрупкость.

4.10. О НОВЫХ ВИДАХ ТВЕРДЫХ ТОПЛИВ ДЛЯ РАКЕТ **

В последние годы в иностранной литературе много внимания уделяли вопросу о новых видах твердых топлив для замены двухосновных баллиститных порохов, особенно для крупногабаритных ракет. К таким топливам относят смесевые твердые топлива, которые могут обеспечить повышенную величину единичного импульса I_1 до 240—250 *кг · сек/кг*. Кроме того, некоторые из этих смесевых

---

* Missiles and Rockets, v. V, 1959, No. 45.

** The Aeroplane and Astronautics, 1960, 16. XII, p. 810—812, W. R. Maxwell, Solid Rocket Boosters.

топлив можно заливать непосредственно в камору, что позволяет повысить плотность заряжания.

Кроме двух основных порохов на нитроцеллюлозе и нитроглицерине, которые применяются, главным образом, в ракетах небольших калибров, различают пока три вида возможных смесевых твердых топлив с минеральным окислителем типа перхлората аммония:

1. Полисульфиды, которые применяются для производства синтетического каучука. Они являются одновременно и горючими и связывающим материалом и позволяют соединить заряд с оболочкой. Недостатком этого типа связующего является то, что входящая в него сера является тяжелым элементом ($S=32$); это увеличивает атомный вес продуктов сгорания и уменьшает критическую скорость газов $U_{кр}$ и, следовательно, единичный импульс I_1.

2. Полиуретановые каучуки, состоящие из C, H_2, O_2 и N_2. Атомный вес продуктов сгорания полиуретанов значительно меньше, чем полисульфидов. Физические свойства полиуретанов одинаковы с полисульфидами.

3. Полиуглеводороды — топливо типа каучукового горючего, используемого с кристаллическими окислителями. Этот тип топлива получают воздействием эпоксидной группы, содержащей два атома углерода, три атома водорода и один атом кислорода, на карбоксильную группу, содержащую один атом углерода, два кислорода и один водорода.

Иностранные специалисты высказывают мнение, что хороших результатов можно ожидать от использования твердого топлива на основе «нитросоединение плюс полиуретан». В нитросоединении азот N_2 связан непосредственно с кислородом O_2, в полиуретановой группе он связан с атомами углерода C и водорода H_2. От таких нитрополимеров ожидают получить импульс $I_1>250$ *кг · сек/кг*

Существуют различные мнения о преимуществах твердых смесевых топлив. В частности, считают, что полиуретаны особенно пригодны для крупногабаритных двигателей, потому что они не выделяют большого количества тепла во время отвердевания после отливки массы в форму. Характеристики старения их постоянно улучшаются.

Полиуглеводороды имеют лучшие качества при низкой температуре и долговременном старении. Эти второстепенные качества могут стать решающими, если диапазон скорости горения не является существенным фактором.

Порошок алюминия, добавляемый в твердые топлива, улучшает их характеристики. Хотя его введение увеличивает средний вес продуктов сгорания в результате образования окиси алюминия (Al_2O_3), но так как вместе с этим растет и температура горения, то общие характеристики топлива улучшаются.

Сейчас среди специалистов нет никаких разногласий о том, что перхлорат аммония (NH_4ClO_4) является наиболее доступным эффективным и дешевым окислителем.

Известно также, что топливо можно улучшать путем уменьшения атомного веса газов, образующихся при его горении; этого можно достигнуть, например, введением в топливо большого количества водорода и сокращением в его составе относительно тяжелых элементов.

По вопросу о том, как с этих позиций улучшить окислитель, можно привести следующие соображения: хлор Cl имеет атомный вес 35,5; фтор F, имеющий атомный вес 19, может производить ту же работу, что и хлор. Естественно, надо искать пути использования в твердых топливах окислителей со фтором.

Алюминий Al имеет атомный вес 27. Существуют три более легких элемента с меньшим атомным весом — бор B (10,82), бериллий Be (9,0) и литий Li (6,94), которые могут производить ту же работу, что и алюминий. Поэтому в рецептурах окислителей для твердого топлива следует использовать именно эти более легкие элементы.

Кроме того, при составлении рецептур топлива следует учитывать способность к диссоциации продуктов горения топлива. Например, азот N_2, окись углерода CO, фтористый водород HF вполне стабильны даже при температуре реакции больше 2800° C. Но водяные пары H_2O и CO_2 сильно диссоциируют, расходуя на этот процесс часть энергии, которая вследствие этого не используется для увеличения единичного импульса. Это еще одно соображение в пользу введения в состав твердого топлива большого количества фтора.

В результате разработки новых топлив могут быть получены твердые топлива с высоким единичным импульсом, но они связаны с более высокой температурой горения T_0; поэтому существующие материалы для стенок каморы ракеты и сопел могут оказаться недостаточно термостойкими, и если не будут получены новые материалы для камор, то будет трудно использовать улучшение энергетических характеристик новых топлив.

Ниже для иллюстрации зарубежных данных приводятся значения единичного импульса I_1 в *кг·сек/кг* некоторых видов твердого топлива для ракет *.

Кордит	190÷210
Двухосновное литьевое топливо .	190÷215
Пластичное топливо	170÷235
Полиуретановое топливо	200÷235
Топлива, у которых в качестве окислителя используется нитрат аммония	180÷220

* W. K. Maxwell, Solid Rocket Boosters, The Aeroplane and Astronautics, 16, XIII, 1960, p. 810—812.

Сравнение энергетических характеристик реактивных двигателей на твердом и жидком топливе *

Преимущества реактивных двигателей на твердом топливе перед такого же рода двигателями на жидком топливе особенно наглядно проявляются при применении их для стартовых ступеней космических ракет.

В табл. 4.6 приведены по зарубежным данным ориентировочные характеристики стартовых двигателей для космических ракет на жидком и твердом топливах, полученные расчетным путем для некоторых одинаковых весовых параметров ракеты и идентичных начальных условий.

Таблица 4.6

Сравнительные характеристики двух типов стартовых двигателей: РДТТ и ЖРД

Характеристики двигателя	РДТТ	ЖРД
Тяга в *т*	1680	725
Время работы в сек.	45	125
Полный импульс двигателя в *т·сек*	81,650	90,720
Удельный импульс в *кг·сек/кг*	249	266
Относительный вес топлива	0,85	0,884
Максимальная скорость в конце активного участка в *м/сек*	1980	1620
Высота подъема в конце активного участка в *км*	34	50
Начальное ускорение системы	3,13*g*	1,31*g*
Ускорение в конце активного участка	7,87*g*	4,02*g*
Энергия, сообщенная системе, в *т·м*	31 500 000	24 700 000
Тяговый к. п. д.	0,31	0,21

Из данных табл. 4.6 видно, что ускорители на твердом топливе имеют существенные преимущества перед двигателями на жидком топливе.

Расчетами установлено, что для крупных космических ракет оптимальное значение отношения силы тяги R к стартовому весу q составляет 3,5÷4,0, и перегрузка в конце активного участка не превышает 8÷9. Для таких соотношений между тягой и весом ракеты предельное время работы двигателя ограничивается 60 сек. При этом получить тягу в несколько сот тонн можно лишь в том случае, если удастся обеспечить секундный расход рабочей смеси порядка десятков тонн в секунду.

* H. W. Ritchey, Solids, Space Aeronautics, B, D Handbook, 1960—1961.

Для ЖРД такие расходы весьма высоки, и их реализация потребует разработки сложных агрегатов системы подачи топлива, которые к тому же должны быть достаточно легкими, чтобы не ухудшать общие весовые характеристики ракеты. В двигателе же твердого топлива для этой цели необходимо только спроектировать заряд топлива таким образом, чтобы поверхность горения была достаточна для получения требуемого расхода газа и, следовательно, требуемой тяги.

В качестве твердых топлив в двигателях рассматриваемого назначения можно использовать многие уже имеющиеся высококалорийные топлива. Наиболее рациональной при этом будет схема заряда, скрепленного с корпусом двигателя.

При таком заряде топливо должно обладать повышенным сопротивлением усадке и обеспечивать достаточную прочность соединения с корпусом двигателя, учитывая воздействие на заряд высоких продольных перегрузок. Изготовление двигателей больших размеров встречает технологические трудности, связанные с изготовлением самого корпуса двигателя и снаряжением его каморы сгорания топливом.

Сравнительная оценка физико-механических характеристик высокопрочных сталей, титана и стеклопластиков показала, что в настоящее время наиболее подходящим материалом для корпуса двигателя является сталь. При этом очень большие корпусы, как это указывается в иностранной литературе, могут изготовляться непосредственно на стартовой позиции путем сварки предварительно раскроенных и свальцованных листов требуемой толщины.

При весьма высоких тяговых характеристиках стартовой ступени ракеты целесообразно применять в качестве двигателя пакетную схему, в которой объединены несколько ракетных двигателей приемлемых размеров. Чтобы исключить возможный в этом случае эксцентриситет суммарной тяги и уменьшить возможный разброс во времени горения зарядов каждого из входящих в пакет двигателей, каморы двигателей сообщают между собой, в результате чего во время работы в каморах этих двигателей поддерживается одинаковое давление.

О методах сборки и снаряжения крупногабаритных реактивных двигателей на твердом топливе *

По данным иностранной печати, в США в результате серьезных трудностей, встретившихся с транспортировкой крупногабаритных РДТТ, разрабатываются методы наиболее рационального снаряжения и сборки двигателей на стартовых позициях.

---

* См. сноску на стр. 308.

Для снаряжения крупногабаритных ракет на твердом топливе применяют следующие способы:

а) несколько одинаковых двигателей объединяют в один пакет;

б) двигатель на стартовой позиции собирается из нескольких отдельных уже снаряженных топливных коротких секций;

в) ракетное топливо заливается в корпус калибра двигателя непосредственно на стартовой позиции и там же отвердевает.

По данным автора статьи H. W. Ritchey, последний способ считается наиболее перспективным.

РАЗДЕЛ ТРЕТИЙ

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЯВЛЕНИЯ ВЫСТРЕЛА ИЗ СТВОЛЬНЫХ СИСТЕМ

Глава V

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРОЦЕССА ВЫСТРЕЛА ДО ВЫЛЕТА СНАРЯДА ИЗ КАНАЛА СТВОЛА

5.1. ЯВЛЕНИЕ ВЫСТРЕЛА, ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ И ЗАВИСИМОСТИ

Как было отмечено во введении, внутренняя баллистика изучает явления и процессы, протекающие в канале ствола при выстреле Она устанавливает связи между конструктивными данными канала ствола, условиями заряжания и различными физико-химическими и механическими процессами, протекающими при выстреле.

В явлении выстрела ярко проявляется взаимосвязь и взаимозависимость одних элементов и факторов от других. Например, скорость движения снаряда в канале ствола зависит от величины давления газов, но само давление зависит как от интенсивности горения пороха, так и от объема заснарядного пространства, который, в свою очередь, зависит от скорости снаряда. При изучении выстрела все эти факторы рассматриваются во взаимной связи.

В явлении выстрела различают следующие периоды:

предварительный период — от начала горения пороха до начала движения снаряда;

первый или основной период — от начала движения снаряда до конца горения пороха (прекращения притока новых газов); давление пороховых газов, образующихся при горении пороха во все увеличивающемся объеме, сначала быстро нарастает, проходит через максимум и затем падает до $p_к$ в конце горения; скорость снаряда $v_к$ в этот момент составляет обычно (0,8—0,9) $v_д$. В течение этого периода газы совершают большую часть работы;

второй период — адиабатическое расширение уже образовавшихся газов; давление газов падает от $p_к$ до дульного $p_д$; скорость снаряда в момент вылета из канала ствола достигает значения скорости $v_д$;

третий период — период последействия пороховых газов на снаряд и ствол. В конце этого периода снаряд уже за дульным срезом получает наибольшую скорость v_{max}, после чего при полете в воздухе постепенно теряет ее под действием сопротивления воздуха. Период последействия газов на ствол кончается при падении давления в канале ствола примерно до 2 *кг/см*^{2}. К этому мо-

менту скорость отката ствола достигает наибольшей величины V_{max}.

В настоящей главе, рассматривающей физические основы явления выстрела и условия, при которых движется снаряд и пороховые газы совершают работу и охлаждаются:

а) дается анализ баланса энергии при выстреле;

б) исследуются силы, возникающие при взаимодействии пояска снаряда с нарезами в канале ствола;

в) выясняется влияние нарезов на поступательное и вращательное движение снаряда;

г) проводится учет второстепенных работ, совершаемых пороховыми газами, и теплоотдачи при выстреле;

д) устанавливается связь между давлением газов на дно канала и на дно снаряда.

Основные процессы выстрела и характеризующие их зависимости

К основным процессам выстрела относятся:

1) процесс горения пороха и образование пороховых газов — носителей энергии;

2) процесс преобразования химической энергии пороха в кинетическую энергию движения системы газы—снаряд—заряд—ствол, причем в этой системе снаряд приобретает не только поступательное, но и вращательное движение. Вместе с этим под действием внутренних сил — давления газов — ствол орудия откатывается назад и происходит откат системы.

Ниже приводятся основные зависимости и уравнения, описывающие эти процессы.

1. Зависимости, выражающие процессы горения пороха и образования газов

а) Количество образующихся газов в зависимости от толщины сгоревшей части пороха при геометрическом законе его горения:

$$\psi = \varkappa z(1+\lambda z+\mu z^2),$$

или

$$\psi = \varkappa z(1+\lambda z) = \varkappa z - (\varkappa - 1)z^2,$$

где

$$z = \frac{e}{e_1} \quad \text{и} \quad \psi = \frac{\Lambda_{сг}}{\Lambda_1};$$

б) изменение горящей поверхности пороха

$$\frac{S}{S_1} = \sigma = 1+2\lambda z+3\mu z^2;$$

в) скорость горения пороха

$$u = u_1 p, \text{ или } u = Ap^{\nu}:$$

г) скорость газообразования

$$\frac{d\psi}{dt}=\frac{S_1}{\Delta_1}\frac{S}{S_1}u_1 p,$$

причем

$$\frac{S_1}{\Delta_1}=\frac{\varkappa}{e_1}.$$

При физическом законе горения используются зависимости

$$\psi=f(I) \text{ или } I=F(\psi), \text{ а также } d\psi/dt=\Gamma p.$$

2. Уравнение преобразования энергии

Газы, образующиеся при горении пороха, сдержат большое количество тепловой энергии, одна часть которой во время выстрела преобразуется в механическую работу, расходуемую на сообщение снаряду, заряду и стволу кинетической энергии и частично на преодоление вредных сопротивлений; другая часть — в виде тепла поглощается стенками ствола. Обе эти части не исчерпывают всего запаса энергии, заключенного в пороховых газах; бо́льшая ее часть остается неиспользованной, так как сильно нагретые газы выбрасываются из канала ствола в атмосферу после вылета снаряда.

Поскольку при выстреле происходит преобразование энергии, то основную зависимость для этого процесса дает первый закон термодинамики, или *закон преобразования энергии.*

Этот закон в дифференциальной форме имеет вид

$$dQ=dU+Ad\sum L,$$

в конечном виде

$$Q=U+A\sum L,$$

где Q — количество тепла, подведенного к системе в результате сгорания порохового заряда;

U — внутренняя энергия пороховых газов;

ΣL — сумма внешних работ, совершаемых газами (при выстреле), включая работу на преодоление вредных сопротивлений;

$\frac{1}{A}=E$ — механический эквивалент тепла, равный 4270 *кг·дм/кал.*

Далее эта зависимость преобразуется в так называемое основное уравнение внутренней баллистики.

3. Уравнение поступательного движения снаряда и откатных частей орудия

Поступательное движение снаряда и откатных частей орудия описывается следующими уравнениями:

а) для снаряда

$$ps = \varphi m \frac{dv}{dt},$$

или

$$ps = \varphi m v \frac{dv}{dl};$$

б) для откатных частей орудия

$$p_{дн} s = M \frac{dV}{dt}.$$

Здесь s — сечение канала орудия;

l — путь, проходимый снарядом;

p — давление газов в заснарядном объеме;

$p_{дн}$ — давление газов на дно канала ствола;

$m = \frac{q}{g}$ — масса снаряда;

M — масса откатных частей орудия;

v — скорость снаряда;

V — скорость откатных частей орудия;

$\varphi > 1$ — коэффициент, учитывающий потери на преодоление вредных сопротивлений при движении снаряда.

Из уравнений движения снаряда можно установить связь между скоростью снаряда и кривыми давления $p(t)$ и $p(l)$. Кривая давления в канале орудия $p(t)$ в определенном масштабе выражает кривую ускорений снаряда, так как

$$\frac{dv}{dt} = \frac{s}{\varphi m} p,$$

где ускорение снаряда dv/dt — тангенс угла наклона кривой скорости снаряда в функции от времени.

Так как давление увеличивается до максимума, то и кривая скоростей $v(t)$ имеет возрастающий угол наклона и обращена выпуклостью вниз. В точке, соответствующей наибольшему давлению, кривая скоростей имеет перегиб и далее после p_{max} по мере падения давления она обращена выпуклостью вверх (см. фиг. 2. стр. 12):

$$v = \frac{s}{\varphi m} \int_{t_0}^{t} p \, dt.$$

Интегрируя второе из уравнений движения снаряда, получим

$$s\int_0^l p\,dl=\frac{\varphi m v^2}{2},$$

откуда

$$v=\sqrt{\frac{2s}{\varphi m}\int_0^l p\,dl}.$$

Выражение $\int_0^l p\,dl$ представляет собой площадь, заключенную между осью абсцисс l и кривой давления. Так как эта площадь все время увеличивается, то и скорость v будет непрерывно возрастать, причем характер нарастания v зависит от характера кривой давления. Так как давление после максимума непрерывно падает, то увеличение площади становится все меньшим и меньшим и соответственно этому прирост скорости снаряда к концу пути по каналу постепенно уменьшается. Кривая v, l становится все более пологой.

4. Уравнение вращательного движения снаряда

Уравнение вращательного движения снаряда получается из известной теоремы механики: момент вращающейся пары сил равен моменту инерции относительно оси вращения, умноженному на угловое ускорение, т. е.

$$rN=J\frac{d\Omega}{dt},$$

где r — расстояние от оси снаряда до центра боевой грани;
N — вращающая сила;
J — момент инерции снаряда относительно оси вращения;
Ω — угловая скорость;
$\frac{d\Omega}{dt}$ — угловое ускорение.

5. Зависимость между скоростью снаряда и скоростью откатных частей орудия

При выстреле система заряд—снаряд—ствол приходит в движение под действием внутренних сил — давления пороховых газов, поэтому к ней можно применить известную теорему механики: отдельные части системы, находящейся под действием

внутренних сил, перемещаются так, что сумма их количеств движения равна нулю:

$$mv_a+\mu U+MV=0,$$

где v_a — абсолютная скорость снаряда;
M и V — соответственно масса и скорость откатных частей;
μ и U — масса и скорость газов заряда.

Отсюда получается связь между скоростью снаряда и скоростью откатных частей.

Баланс энергии при выстреле и основное уравнение внутренней баллистики

При анализе процесса выстрела необходимо учитывать не только часть энергии пороховых газов, которая превращается в кинетическую энергию поступательного движения снаряда, но и энергию, затрачиваемую на совершение другого вида работ. Это позволит установить полный баланс энергии при выстреле.

Пусть в некоторый момент времени t имеются следующие условия: сгорела часть ψ заряда ω, снаряд весом q прошел путь l и имеет скорость v; температура горения пороха T_1. Так как газы к данному моменту уже совершили работу и охладились, то их температура $T<T_1$.

При сгорании количества пороха $\omega\psi$ выделяется количество тепла $Q\omega\psi$, эквивалентное работе $EQ\omega\psi$, где $E=4270$ *кг · дм/кал* — механический эквивалент тепла.

Если обозначить среднюю теплоемкость газов при постоянном объеме и температуре T_1 через $\bar{c}_\omega$, то количество тепла в единице веса газа $Q=\bar{c}_{w1}T_1$, а внутренняя энергия $\omega\psi$ газа $U_1=\bar{c}_{w1}T_1\omega\psi$.

Такое количество энергии перешло бы в работу целиком, если бы температура газов понизилась до абсолютного нуля.

В действительности же это количество газов к моменту времени t, совершив как основную работу (сообщение снаряду поступательного движения), так и ряд других второстепенных работ, охладилось лишь до температуры $T<T_1$ и, следовательно, содержит в себе запас еще неиспользованной внутренней энергии:

$$U=\bar{c}_wT\omega\psi,$$

где $\bar{c}_w$ — средняя теплоемкость газов, соответствующая температуре T.

Следовательно, количество энергии, затраченной к моменту времени t на внешние работы, можно выразить разностью

$$U_1-U=\bar{c}_{w1}T_1\omega\psi-\bar{c}_wT\omega\psi.$$

Подставляя в эту формулу выражения для средней теплоемкости газов, получаем

$$U_1 - U = \omega\psi\left[\left(A + b\frac{T_1}{2}\right)T_1 - \left(A + b\frac{T}{2}\right)T\right] =$$

$$= \omega\psi\left[A(T_1 - T) + \frac{b}{2}(T_1^2 - T^2)\right] = \omega\psi(T_1 - T)\left(A + b\frac{T_1 + T}{2}\right) =$$

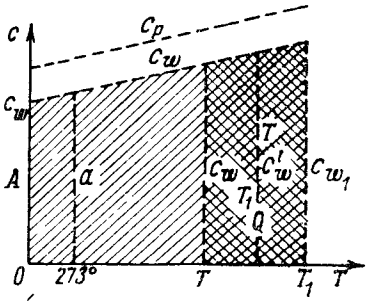
$$= \int_{T_1}^{T} c_w (T_1 - T)\,\omega\psi,$$

где $\int_{T_1}^{T} c_w = A + b\frac{T_1 + T}{2}$ — истинная теплоемкость, отвечающая средней температуре $\overline{T}$ в интервале от T_1 до T.

При выстреле температура газов изменяется от T_1 до $T_д$, соответствующей моменту прохождения дна снаряда через дульный срез. При рассмотрении движения снаряда в канале ствола имеет практическое значение именно этот интервал температур.

Так как в выражении, определяющем c_w, коэффициент b мал, то величина $\int_{T_1}^{T} c_w$ изменяется незначительно и можно принять ее постоянной, равной среднему значению для всего диапазона изменения температуры в процессе движения снаряда по каналу:

$$\int_{T_1}^{T_д} c_w = A + b\frac{T_1 + T_д}{2}.$$



Фиг 5. 1. Зависимость теплоемкости газов от температуры

Обозначив эту величину через c'_w, можно количество тепла, выделяемого при горении пороха, написать в виде

$$Q = c'_w(T_1 - T) = \left(A + b\frac{T_1 + T_д}{2}\right)(T_1 - T).$$

Изменение c_w и c_p в зависимости от температуры показано на фиг. 5. 1. График показывает, что приращение тепла $\Delta Q = \bar{c}_u \Delta t$, соответствующее определенной разности температур, будет больше по величине при высоких температурах, т. е. температурах, близких к T_1. Это объясняется тем, что теплоемкости газов c_w и c_p с понижением температуры уменьшаются.

На основании первого закона термодинамики можно баланс энергии при выстреле написать в виде

$$Ec'_w(T_1 - T)\,\omega\psi = \sum L_i, \qquad (5.1)$$

где ΣL_i — сумма работ, совершаемых газами при выстреле, в том числе и работа, затрачиваемая на преодоление вредных сопротивлений.

В эту сумму работ входят:

L_1 — работа, затрачиваемая на сообщение снаряду поступательного движения и измеряемая величиной живой его силы $\frac{mv^2}{2}$. Эта работа представляет собой используемую полезно энергию порохового заряда;

L_2 — работа, затрачиваемая на вращение снаряда;

L_3 — работа, расходуемая на преодоление трения между пояском снаряда и внутренней поверхностью канала (канал+ +нарезы), а также на преодоление трения между стенками снаряда и полями нарезов;

L_4 — работа, затрачиваемая на перемещение газов самого заряда и еще не сгоревшего пороха;

L_5 — работа, затрачиваемая на перемещение откатных частей и измеряемая их живой силой $MV^2/2$;

L_6 — работа, расходуемая на врезание пояска снаряда в нарезы канала ствола;

L_7 — работа, расходуемая на преодоление снарядом сопротивления воздуха и на вытеснение столба воздуха, находящегося в канале орудия перед снарядом;

ΔQ_8 — тепловая энергия, расходуемая во время выстрела на нагревание стенок ствола, гильзы и снаряда — потеря на теплоотдачу;

Q_9 — энергия, теряемая с газами, прорывающимися по зазорам между пояском снаряда и стенками орудия.

Первые пять видов работ можно учесть, т. е. определить непосредственно. Работа L_6 и энергия ΔQ_8 могут быть учтены непосредственно или косвенно с некоторым приближением. Количество газов, прорывающихся через зазоры между пояском и стенками канала орудия, не поддается учету и носит до некоторой степени случайный характер, поэтому обычно заключенная в них энергия Q_9 не учитывается, не учитывается также и работа L_7.

Подробнее об учете второстепенных работ будет сказано ниже. Пока же без выводов можно принять, что вспомогательные работы L_2, L_3, L_4 и L_5 пропорциональны главному виду работы, производимой пороховыми газами, т. е. работе $L_1 = \frac{mv^2}{2}$. Поэтому каждую из этих четырех видов работ можно представить в виде

$$L_i = k_i \frac{mv^2}{2},$$

где k_i — коэффициент пропорциональности, определяемый по формулам, которые будут даны ниже.

При этом условии непосредственно учитываемая энергия пороховых газов

$$\sum_1^5 L_i = \sum_1^5 k_i \frac{mv^2}{2} = \frac{mv^2}{2}(1+k_2+k_3+k_4+k_5).$$

Сумму коэффициентов в этом выражении обозначим через φ, т. е.

$$\varphi = 1+k_2+k_3+k_4+k_5.$$

Коэффициент φ учитывает как основную работу газов, принимаемую за единицу, так и второстепенные работы; его величина для обычных орудий в зависимости от условий заряжания колеблется от 1,05 до 1,30 (в некоторых случаях он может быть и больше 1, 30).

Считая возможным учитывать L_6 и ΔQ_8 косвенным путем, можно *уравнение баланса энергии при выстреле* написать в следующем виде:

$$Ec'_w T_1 \omega\psi - Ec'_w T\omega\psi = \frac{\varphi m v^2}{2}. \qquad (5.2)$$

Это уравнение показывает, что разность энергий пороховых газов в двух их тепловых состояниях (температуры T_1 и T) равна сумме производимых газами внешних работ. При этом все второстепенные работы учитываются коэффициентом $\varphi > 1$. Если отнести этот коэффициент не ко всей живой силе снаряда $\frac{mv^2}{2}$, а только к его массе m, то можно считать, что работа газов затрачена на сообщение поступательного движения с той же скоростью v более тяжелому снаряду, обладающему массой φm.

Таким образом, вводя коэффициент φ, можно вместо движения действительного снаряда массы m с учетом второстепенных работ, совершаемых газами, рассматривать лишь поступательное движение с той же скоростью, но более тяжелого снаряда, имеющего фиктивную массу φm *. Так как расходуемая на его движение энергия будет той же, что и для действительного снаряда. Коэффициент φ называется *коэффициентом фиктивности массы.*

Введение такой фиктивной величины позволяет без особой погрешности для конечных результатов расчетов облегчить в дальнейшем оперирование с довольно сложными формулами.

Правильнее называть φ *коэффициентом учета второстепенных работ,* так как эта величина дает представление о количественном соотношении между главной и второстепенными работами (главная работа принимается за единицу).

---

* Понятие *о* фиктивной массе было впервые введено проф. Н. А. Забудским (Давление пороховых газов в канале 3-*дм* пушки, изд. ГАУ, 1894).

Вывод основного уравнения внутренней баллистики

Уравнение баланса энергии (5. 2) дает связь между сгоревшей частью заряда ψ, скоростью снаряда v и температурой газов, образовавшихся к любому рассматриваемому моменту времени в заснарядном пространстве. Ни длина пути снаряда l, ни давление газов p сюда не входят. Между тем основной задачей внутренней баллистики является нахождение зависимости между длиной пути l, проходимого снарядом, скоростью его v и давлением p, которое производят газы на снаряд и стенки канала ствола. Поэтому уравнение баланса энергии надо преобразовать так, чтобы оно давало связь между указанными величинами p, v и l.

Из термодинамики известно, что

$$c_p - c_w = AR = \frac{R}{E},$$

откуда

$$E = \frac{R}{c_p - c_w}$$

или

$$Ec_w = \frac{Rc_w}{c_p - c_w} = \frac{R}{\frac{c_p}{c_w} - 1} = \frac{R}{k-1},$$

где R — газовая постоянная;

$\frac{c_p}{c_w} = k$ — отношение теплоемкостей (показатель адиабаты).

Введя для упрощения $\theta = k - 1$, получим

$$Ec_w = \frac{R}{\theta}.$$

Имея в виду, что

$$c_w = A_1 + bT,\ c_p = A_2 + bT \text{ и } c_p - c_w = A_2 - A_1,$$

можно написать

$$\theta = \frac{c_p - c_w}{c_w} = \frac{A_2 + bT - A_1 - bT}{A_1 + bT} = \frac{A_2 - A_1}{A_1 + bT}.$$

Величина θ — слабо убывающая функция от температуры. При изменении температуры газов от T_1 до $T_д$ среднему значению в этом диапазоне температуры $T_{ср} = \frac{T_1 + T_д}{2}$ и соответствующему значению теплоемкости c'_w будет отвечать среднее значение θ'.

$$\theta' = \frac{A_2 - A_1}{A_1 + b\dfrac{T_1 + T}{2}} = \frac{1}{A' + B'T_{\varphi}},$$

где

$$A' = \frac{A_2}{A_2 - A_1} \quad \text{и} \quad B' = \frac{b}{A_2 - A_1}.$$

Тогда

$$Ec'_{\omega} = \frac{R}{\theta'}.$$

Подставляя это выражение в уравнение баланса энергии (5.2), получим

$$\frac{R}{\theta'} T_1 \omega\psi - \frac{R}{\theta'} T\omega\psi = \frac{\varphi m v^2}{2}.$$

Выражение $RT\omega\psi$ можно заменить, используя уравнение состояния пороховых газов для момента времени, соответствующего сгоревшей части заряда ψ:

$$pW = RT\omega\psi,$$

где W — свободный объем заснарядного пространства. В рассматриваемый момент времени

$$W = W_0 + sl - \alpha\omega\psi - \frac{\omega}{\delta}(1 - \psi) = W_{\psi} + sl.$$

Здесь W_{ψ} — свободный объем каморы к моменту сгорания в ней части заряда ψ;

s — сечение канала ствола;

sl — объем канала ствола, прибавившийся в результате перемещения снаряда на расстояние l.

При пользовании уравнением состояния газа надо иметь в виду, что в термодинамике оно было установлено для определенных количеств газов, находящихся в стационарном равновесном состоянии. Допускаем, что это уравнение справедливо и в условиях непрерывного образования газов, и при непрерывно изменяющемся давлении газов и занимаемого ими объема, т. е. фактически при неравновесном состоянии газа. Имея также в виду, что $RT_1 = f$, можно уравнение баланса энергии записать так:

$$\frac{f}{\theta'}\omega\psi - \frac{p(W_{\psi} + sl)}{\theta'} = \frac{\varphi m v^2}{2}. \tag{5.3}$$

Это и есть основное уравнение внутренней баллистики для орудия, дающее связь между переменными ψ, p, v и l. В сущности, оно является уравнением преобразования энергии, т. е. уравнением баланса энергии.

Левая часть этого уравнения представляет собой изменение внутренней энергии $\omega\psi$ пороховых газов при понижении их температуры с T_1 до T и средних для этого диапазона значениях теплоемкости c'_w и величины θ'. Правая часть уравнения выражает сумму внешних работ, совершенных пороховыми газами к данному моменту времени в результате изменения их теплового состояния.

Все члены уравнения (5.3) имеют размерность единицы работы (*кг · дм*). Иногда это уравнение называют *уравнением эквивалентности.* Обычно величину θ' переносят в правую часть и решают уравнение относительно второго члена:

$$p(W_\psi + sl) = f\omega\psi - \frac{\theta'}{2}\varphi m v^2. \qquad (5.4)$$

Заменяя величину W_ψ величиной sl_ψ, будем иметь

$$ps(l_\psi + l) = f\omega\psi - \frac{\theta'}{2}\varphi m v^2, \qquad (5.4')$$

где l_ψ — приведенная длина свободного объема каморы

Это уравнение известно также под названием *уравнения Резáля,* который вывел его впервые в 1864 г. В дальнейшем изложении будем величину θ' в уравнении баланса энергии (5.3) и в основном уравнении (5.4) принимать соответствующей среднему значению температуры $T_{ср} = \frac{T_1 + T_д}{2}$ и обозначать ее через θ

Уравнение (5.4) содержит следующие переменные величины, характеризующие элементы горения пороха и движения снаряда: сгоревшая часть заряда ψ, давление газов p, длина пути снаряда l, скорость снаряда v.

Приведенная длина l_ψ свободного объема каморы в данный момент времени является функцией ψ. По существу независимой переменной является величина ψ, так как только в результате ее изменения, т. е горения пороха и образования газов и возникает давление в канале ствола, сообщающее движение системе заряд—снаряд—ствол. Однако на процесс выстрела влияют все перечисленные переменные, так как они связаны между собой и влияют друг на друга. Для нахождения связи между четырьмя переменными, входящими в уравнение (5.4), необходимо иметь добавочные уравнения

Этими добавочными уравнениями в той или иной форме служат приведенные раньше зависимости для закона горения пороха и уравнения движения снаряда.

Из уравнения (5.4) находим

$$p = \frac{f\omega\psi - \frac{\theta}{2}\varphi m v^2}{W_\psi + sl}, \qquad (5.5)$$

давление же в данный момент времени при горении пороха в постоянном объеме имеет вид

$$p' = \frac{f\omega\psi}{W_\psi}.$$

Так как в числителе формулы (5 5) из $f\omega\psi$ вычитается величина, пропорциональная работе $\frac{\varphi m v^2}{2}$, а в знаменателе к свободному объему каморы прибавляется объем канала орудия, соответствующий пройденному пути l снаряда, то совершенно ясно, что *при одних и тех же условиях заряжания* и *при том же значении* ψ давление p в стволе при движении снаряда и при совершении газами работы получается меньше, чем давление p' при горении пороха в постоянном объеме (при той же плотности заряжания).

Примечание Если одновременно с притоком газов при горении пороха часть их вытекает через зазор между снарядом и каналом (в миномете) или через отверстие в дне канала (в безоткатных орудиях и в реактивных снарядах), то в уравнении (5 4) преобразования энергии и уравнении состояния газов надо учесть этот расход газов $Y=\omega\eta$, где η — относительная часть газов (или относительный расход), вытекших к данному моменту времени через отверстие

В этом случае уравнение состояния газов при постоянном объеме (бомба с соплом, газодинамическое орудие камора ракеты) можно записать так

$$p\left[W_0 - \frac{\omega}{\delta}(1-\psi) - \alpha(\omega\psi - Y)\right] = RT(\omega\psi - Y) = RT\omega(\psi - \eta),$$

или

$$p = \frac{RT\omega(\psi-\eta)}{W_0 - \frac{\omega}{\delta}(1-\psi) - \alpha\omega(\psi - \eta)} = \frac{RT\omega(\psi-\eta)}{W_{\psi\eta}}, \qquad (5\ 6)$$

где

$$W_{\psi\eta} = W_0 - \frac{\omega}{\delta}(1-\psi) - \alpha\omega(\psi-\eta)$$

Уравнение преобразования энергии для орудия при истечении газов (безоткатное орудие, миномет) будет иметь вид

$$p(W_{\psi\eta} + sl) = RT\omega(\psi - \eta) - \frac{\theta}{2}\varphi m v^2$$

Если относительный расход газов невелик, то можно полагать $T=T_1$ и $RT_1=f$, если же он достигает большой величины, то $T<T_1$ и

$$RT = f\frac{T}{T_1} = f\tau,$$

где $\tau = \frac{T}{T_1} < 1$

Тогда можно давление при постоянном объеме определять из выражения

$$p = \frac{f\tau\omega(\psi - \gamma_1)}{W_{\psi\eta}},$$

а уравнение баланса энергии для орудия записать так:

$$p(W_{\psi\eta} + sl) = f\omega\tau(\psi - \eta) - \theta\frac{\varphi m v^2}{2}. \qquad (5.7)$$

5.2. ИССЛЕДОВАНИЕ ОСНОВНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПРИ ВЫСТРЕЛЕ

Основные энергетические характеристики выстрела

Уравнение баланса энергии справедливо не только для первого, но и для второго периода (см. стр. 311), когда весь заряд уже сгорел, т. е. $\psi = 1$, и происходит адиабатическое расширение газов. В этом случае уравнение баланса энергии напишется так:

$$\frac{f\omega}{\theta} - \frac{RT\omega}{\theta} = \frac{\varphi m v^2}{2}.$$

В это уравнение входят только две переменные величины T и v. Вводя в это выражение $f = RT_1$ и $f\frac{T}{T_1} = RT$, получим

$$\frac{\varphi m v^2}{2} = \frac{f\omega}{\theta}\left(1 - \frac{T}{T_1}\right). \qquad (5.8)$$

Левая часть этого уравнения выражает сумму внешних работ, совершаемых пороховыми газами при выстреле. Она увеличивается с убыванием температуры T и достигла бы наибольшей величины, если бы можно было полностью охладить пороховые газы, т. е. при $T = 0$. Это возможно только теоретически, так как охлаждение пороховых газов до абсолютного нуля температуры соответствует коэффициенту полезного действия, равному единице.

Скорость снаряда, которая получилась бы при температуре $T = 0$, называется *предельной скоростью снаряда* ($v_{пр}$).

Если в уравнении (5.8) положить $T = 0$, то $v = v_{пр}$ и

$$\frac{\varphi m v_{пр}^2}{2} = \frac{f\omega}{\theta}. \qquad (5.9)$$

Левая часть этого уравнения выражает максимальную работу, которую совершили бы ω *кг* пороховых газов при полном использовании всей заключенной в них энергии, т. е. при охлаждении их до абсолютного нуля.

1. Величину $\frac{f\omega}{\theta}$ можно назвать *полным запасом энергии,* заключенным в ω *кг* пороховых газов.

Для 1 *кг* пороховых газов полный запас энергии

$$\Pi = \frac{f}{\theta}.$$

Иногда величину f/θ называют *„потенциалом" пороха.* Она показывает, какими путями можно увеличить работоспособность пороховых газов, а именно: либо увеличивая силу пороха $f = \frac{p_a w_1}{273} T_1$, либо уменьшая величину $\theta = \frac{c_p}{c_w} - 1$.

Увеличить же силу пороха можно, либо увеличив удельный объем пороховых газов w_1 (при нормальных условиях), либо повысив температуру горения пороха T_1.

Как было показано выше, величина θ зависит от состава пороховых газов; она убывает с увеличением их температуры.

Следовательно, порох с более высокой температурой горения будет обладать большей работоспособностью не только в результате увеличения величины f, но и в результате уменьшения величины θ.

При выстреле температура газов убывает от T_1 до $T_д$ (температура, соответствующая моменту прохождения дном снаряда дульного среза), поэтому $\bar{\theta}$ изменяется. Поскольку эти изменения не слишком велики, обычно $\bar{\theta}$ принимают постоянной, равной среднему значению в данном интервале температур.

Среднее значение $\bar{\theta}$ определяется по формуле

$$\bar{\theta} = \frac{1}{(T - T_1)} \int_{T_1}^{T} \frac{dT}{A + B_1 T} = \frac{A_1 - A_2}{T - T_1} \int_{T_1}^{T} \frac{dT}{A_2 + B_1 T} =$$

$$= \frac{2{,}303\,(A_1 - A_2) \lg \dfrac{A_2 + B T_1}{A_2 + B_1 T}}{B_1 (T_1 - T)}.$$

Рассчитанные по этой формуле величины $\bar{\theta}$ для пироксилинового пороха даны ниже.

$\frac{T}{T_1}$	1	0,90	0,80	0,70	0,60	0,50	0,10
T К	2700	2430	2160	1890	1620	1350	270
$\bar{\theta}$	0,185	0,190	0,196	0,202	0,208	0,215	0,252

Так как обычно $T_д/T_1 \approx 0{,}70$, то величина $\bar{\theta}$ близка к 0.2. В большинстве методов решения основной задачи внутренней баллистики

значение $\overline{\theta}$ принимается равным 0,2. Теоретически было бы правильнее брать для $\overline{\theta}$ разные значения в первом и во втором периодах процесса выстрела: меньшее значение для первого периода, в котором охлаждение газов еще невелико, и бо́льшее — для второго периода, в котором газы охлаждены больше.

Необходимо отметить, что в работах различных авторов для коэффициентов A_1, B_1, A_2 приводятся разные их значения, что, естественно, не может не отразиться на результатах расчетов как величины T_1, так и величины $\overline{\theta}$. Кроме того, теплоемкости выражаются и более сложными зависимостями, чем линейные.

По последним данным зависимость $C_w(t)$ отклоняется от линейной на участке низких температур, на участке же от 3000° до 1500—2000° она близка к линейной.

Величина $\overline{\theta}$ у нитроглицериновых порохов порядка 0,18—0,16, т. е. меньше, чем у пироксилиновых, причем, чем больше содержание нитроглицерина, тем меньше θ.

2. Решая уравнение (5.9) относительно $v_{\text{пр}}$, найдем выражение для так называемой *предельной скорости снаряда:*

$$v_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{2}{\varphi}\frac{f}{\theta}\frac{\omega}{m}} = \sqrt{\frac{2g}{\varphi}\frac{f}{\theta}\frac{\omega}{q}}. \qquad (5.10)$$

Эта скорость получилась бы, если бы вся энергия газов $f\omega/\theta$ при охлаждении их до $T=0$ была превращена во внешнюю работу $\varphi m v_{\text{пр}}^2/2$, затрачиваемую на перемещение снаряда в канале ствола и на другие сопутствующие этому перемещению работы. Множитель φ учитывает все работы, совершаемые пороховыми газами, т. е. перемещение снаряда, движение газов и горящих зерен заряда, откат и преодоление сил сопротивления при ведении снаряда по нарезам.

Предельная скорость снаряда возможна только теоретически, так как такая скорость реально (при данном весе заряда ω и потенциале пороха f/θ) не может быть достигнута. Однако $v_{\text{пр}}$ широко используется во внутренней баллистике в практических расчетах, так как она входит в формулы, определяющие действительную скорость снаряда как в первом, так и во втором периоде выстрела.

Как будет показано ниже, величина φ, учитывающая основную и второстепенные работы газов, выражается зависимостью

$$\varphi = a + b\frac{\omega}{q},$$

где $a>1$ и $b\approx\frac{1}{3}$.

Интересно отметить, что величина предельной скорости при увеличении ω/q до бесконечности стремится к определенному пределу. В самом деле, входящее в формулу (5.10) отношение

$$\frac{\omega}{\varphi q} = \frac{\frac{\omega}{q}}{a + b\frac{\omega}{q}} = \frac{1}{\frac{a}{\omega/q} + b}.$$

При $\frac{\omega}{q} \to \infty$ отношение $\frac{\omega}{\varphi q} = \frac{1}{b} \approx 3$ и, следовательно,

$$v_{\underset{\omega/q\to\infty}{\text{пр}}} = \sqrt{\frac{1}{b}\frac{2gf}{\theta}} = \sqrt{\frac{3\cdot 2gf}{\theta}}.$$

Например, при силе пороха $f = 900\,000$ *кг · дм/кг* и $\theta = 0{,}25$, соответствующей интервалу температур от T_1 до $0{,}1\,T_1$ ($\sim 273°$ К), максимальная предельная скорость при $\frac{\omega}{q} \to \infty$ будет равна 4600 *м/сек*.

Величина скорости $v_{\underset{\omega\, q\to\infty}{\text{пр}}}$, как это видно из формулы, зависит только от природы пороха и относительной работы, затрачиваемой на перемещение газов заряда и учитываемой коэффициентом b.

3. Преобразуем уравнение (5.8) следующим образом:

$$\frac{\varphi m v_{\text{д}}^2}{2} : \frac{f\omega}{\theta} = \frac{v_{\text{д}}^2}{v_{\text{пр}}^2} = 1 - \frac{T_{\text{д}}}{T_1} = \frac{T_1 - T_{\text{д}}}{T_1}.$$

В этом уравнении отношение $\frac{T_1 - T_{\text{д}}}{T_1}$ представляет собой термический коэффициент полезного действия цикла Карно. Таким образом, отношение всей внешней работы, произведенной пороховыми газами, к полной энергии заряда данного веса, является *термическим коэффициентом полезного действия выстрела*. Обозначим этот коэффициент через $r'_{\text{д}}$, тогда

$$r'_{\text{д}} = \frac{\varphi m v_{\text{д}}^2 \theta}{2f\omega} = \frac{v_{\text{д}}^2}{v_{\text{пр}}^2}.$$

Коэффициент $r'_{\text{д}}$ широко используется в расчетах при решении задачи баллистического проектирования орудий.

Отношение части энергии газов $\frac{mv_{\text{д}}^2}{2}$, затраченной на сообщение снаряду только поступательной скорости, к полной энергии заряда

$f\frac{\omega}{\theta}$ называется *коэффициентом полезного действия* и обозначается через

$$r_д = \frac{mv_д^2\theta}{2f\omega}$$

(у обычных орудий $r_д = 0{,}16 \div 0{,}30$).

Нетрудно видеть, что $r'_д = \varphi r_д$.

В некоторых руководствах полную энергию пороховых газов выражают величиной $\Pi' = EQ$. Но EQ не равно f/θ, так как Q — количество тепла, которое определяется на опыте в калориметрической бомбе при сгорании пороха и охлаждении газов от температуры горения T_1 до температуры 288° К, величина же f/θ — работа, которую могли бы совершить газы при охлаждении до 0° К.

Следовательно, зависимость между EQ и f/θ можно выразить формулой

$$EQ = \frac{f}{\theta}\left(1 - \frac{288}{T_1}\right),$$

(при $T_1 = 2700$—2800° К EQ меньше f/θ на 10%).

При сравнении или применении коэффициентов $r_д$ и $r'_д$ надо знать, взяты ли они по отношению к $\frac{f\omega}{\theta}$ или по отношению к $EQ\omega$.

4. Характерным параметром выстрела является *коэффициент использования единицы веса заряда* η_ω, выражающий величину кинетической энергии в момент вылета снаряда из канала ствола или дульную энергию снаряда, приходящуюся на единицу веса заряда:

$$\eta_\omega = \frac{mv_д^2}{2\omega} \ (кг \cdot дм/кг).$$

Этот коэффициент для определенных систем орудий почти постоянен по величине (для недлинных пушек среднего калибра $\eta_\omega = 1\,200\,000 \div 1\,400\,000$ *кг · дм/кг* или $120 \div 140$ *т · м/кг*, для стрелкового оружия $\eta_\omega = 100 \div 110$ *т · м/кг*, для гаубиц на полных зарядах $\eta_\omega = 150 \div 160$ *т · м/кг* и с уменьшением веса заряда η_ω убывает).

С увеличением начальной скорости снаряда в мощных артиллерийских системах увеличивается относительный вес заряда ω/q и вместе с тем увеличивается относительная работа на перемещение самого заряда (газов и пороха). Вследствие этого уменьшается полезная относительная работа для таких орудий и величина η_ω убывает до 90 *т · м/кг* и ниже.

Формулу для η_ω можно использовать при ориентировочном расчете веса заряда ω, обеспечивающего снаряду данного веса q (массы) определенную дальнюю скорость $v_д$. В этом случае

$$\omega = \frac{mv_д^2}{2\eta_\omega},$$

где η_ω и $r_д$ связаны простым соотношением

$$\eta_\omega = \frac{f}{\theta} r_д.$$

5. Важной характеристикой орудия как термодинамической машины является *коэффициент полноты индикаторной диаграммы* $p = f(l)$ на полном пути снаряда по каналу орудия $l_д$. Он обозначается $\eta_д$ и выражается отношением площади действительной кривой давления $\int_0^{l_д} p\,dl$ к площади прямоугольника высотою p_{max} и основанием $l_д$. Так как площадь $\int_0^{l_д} p\,dl$ равновелика площади прямоугольника с тем же основанием $l_д$ и высотой, равной какому-то среднему давлению $p_{ср}$, то этот коэффициент

$$\eta_д = \frac{p_{ср}}{p_{max}} = \frac{\int_0^{l_д} p\,dl}{p_{max} l_д} < 1.$$

Если умножить числитель и знаменатель последней дроби на s, то

$$\eta_д = \frac{s\int_0^{l_д} p\,dl}{p_{max} s l_д}.$$

Но из уравнения движения снаряда $s\int_0^{l_д} p\,dl = \frac{\varphi m v_д^2}{2}$, $sl_д = W_д$ — рабочий объем канала ствола.

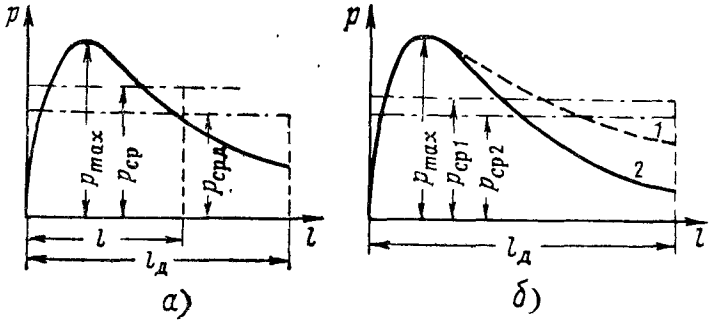
Следовательно,

$$\eta_д = \frac{p_{ср}}{p_{max}} = \frac{\varphi m v_д^2}{2 W_д p_{max}},$$

а $p_{ср}$ выражает собой полную работу газов, отнесенную к единице рабочего объема; в этом случае коэффициент $\eta_д$ можно назвать *коэффициентом использования рабочего объема канала ствола.*

Фиг. 5.2, *а* поясняет сказанное; она показывает также, что после p_{max} с увеличением пути l $p_{ср}$ убывает и имеет наименьшее значение для пути снаряда $l_д$, т. е. в момент вылета снаряда.

Если после p_{max} (см. фиг. 5.2, *б*) кривая *1* давления идет выше, чем *2*, то и среднее давление, и отношение $p_{ср}/p_{max}$ для первой больше, чем для второй.



Фиг. 5.2. Среднее давление при выстреле.

А так как кривая *1* указывает на более прогрессивное горение, чем кривая *2*, то и коэффициент $\eta_д$ характеризует прогрессивность горения: чем больше $\eta_д$, тем прогрессивнее горит порох в канале ствола.

Так как при стрельбе иногда надо знать характеристику прогрессивности горения $\eta_д$, а на опыте определяются только p_{max} и $v_д$ при известных s, $l_д$, q и ω (характер изменения давления p в зависимости от l бывает неизвестен), то $p_{ср.д}$ и затем $\eta_д$ вычисляют на основании следующих соображений.

Известно, что работа, совершенная газами на пути $l_д$, равна

$$\frac{\varphi m v_д^2}{2} = s\int_0^{l_д} p\,dl. \qquad (5.10')$$

Вместе с тем

$$s\int_0^{l_д} p\,dl = s p_{ср.д} l_д.$$

Следовательно,

$$s p_{ср.д} l_д = \frac{\varphi m v_д^2}{2},$$

откуда

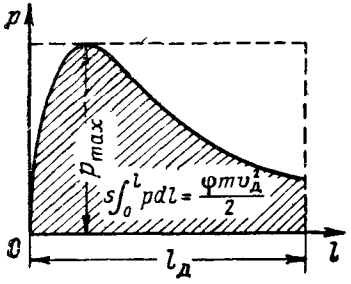
$$p_{ср.д} = \frac{\varphi m v_д^2}{2 s l_д}$$

и

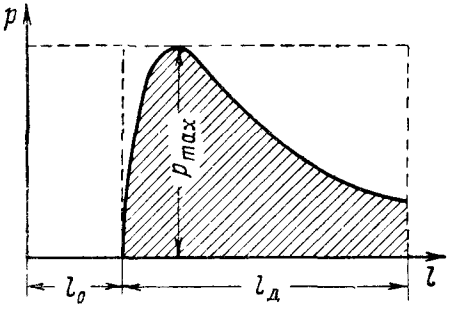
$$\eta_д = \frac{p_{ср.д}}{p_{max}} = \frac{\varphi m v_д^2}{2 s l_д p_{max}} = \frac{\varphi m v_д^2}{2 W_д p_{max}}.$$

Так как в знаменателе выражения $\eta_д$ стоит рабочий объем канала ствола $W_д$, то иногда $\eta_д$ *называют коэффициентом использования рабочего объема канала ствола.*

Итак, для определения $\eta_д$ при стрельбе достаточно знать начальную скорость снаряда $v_д$, наибольшее давление газов p_{max}, а также вес снаряда, сечение канала s и полную длину пути снаряда по каналу $l_д$.



Фиг. 5.3. Характеристика использования рабочего объема канала



Фиг. 5.4. Характеристика использования всего объема канала.

Для орудий величина $\eta_д$ колеблется от 0,40 до 0,70.

Отношению $\eta_д$ можно дать другое толкование.

Если уравнение (5. 10′) поделить почленно на $s l_д p_{max}$, то получим

$$\eta_д = \frac{\varphi m v_д^2}{2 s l_д p_{max}} = \frac{s\int_0^{l_д} p\,dl}{s p_{max} l_д} = \frac{\int_0^{l_д} p\,dl}{p_{max} l_д},$$

причем правая часть представляет собой отношение площади, ограниченной действительной кривой давления и осью абсцисс на пути $l_д$ к площади прямоугольника высотой p_{max} и основанием $l_д$. Следовательно, это отношение показывает, какую часть составляет действительная работа газов от той работы, которая получилась бы в том идеальном случае, если бы давление на всем пути $l_д$ было равно максимальному p_{max} (фиг. 5.3). Поэтому $\eta_д$ иногда называют *коэффициентом заполнения площади* индикаторной диаграммы p, l.

6. Для характеристики использования всего объема канала орудия, включая и объем каморы, введем величину

$$R_д = \frac{\varphi m v_д^2}{2s\,(l_0 + l_д)\,p_{max}} = \frac{\varphi m v_д^2}{2W_{кан} p_{max}},$$

которую можно назвать *коэффициентом баллистического использования всего канала ствола.*

Нетрудно видеть, что

$$R_д = \eta_д \frac{W_д}{W_{кан}} = \eta_д \frac{l_д}{l_0 + l_д} < \eta_д.$$

Графически $R_д$ определяет отношение площади, ограниченной действительной кривой давления, к площади прямоугольника высотой p_{max} и основанием $l_0 + l_д$ или $W_0 + W_д$ (фиг. 5. 4).

Анализ изменения давления пороховых газов в канале ствола

Имея формулу (5. 5) для давления из основного уравнения внутренней баллистики

$$p = \frac{f\frac{\omega}{s}\psi - \frac{\theta}{2}\frac{\varphi m}{s}v^2}{l_\psi + l}, \qquad (5.\,5')$$

исследуем, как будет меняться давление в зависимости от времени и от пути снаряда. Для этого найдем производные

$$\frac{dp}{dt} \text{ и } \frac{dp}{dl} = \frac{dp\,dt}{dt\,dl} = \frac{1}{v}\frac{dp}{dt}.$$

Дифференцируя p по t, получим

$$\frac{dp}{dt} = \frac{1}{(l_\psi + l)}\left[\frac{f\omega\,d\psi}{s\,dt} - \frac{\theta\varphi m}{s} v \frac{dv}{dt} - p\left(\frac{dl_\psi}{dt} + \frac{dl}{dt}\right)\right].$$

Имея в виду, что

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{S_1}{\Lambda_1}\frac{S}{S_1} u_1 p = \frac{\varkappa}{l_к} \varkappa p = \Gamma p;$$

$$\frac{\varphi m}{s}\frac{dv}{dt} = p;$$

$$\frac{dl}{dt} = v;$$

$$\frac{dl_\psi}{dt}=\frac{d(l_\Delta-a\psi)}{dt}=-a\frac{d\psi}{dt}=-a\frac{\varkappa}{I_к}\sigma p=-a\Gamma p=$$

$$=-\frac{\omega}{s}\frac{\varkappa}{I_к}\frac{\sigma}{\delta_1}p,$$

где

$$\frac{1}{\delta_1}=\alpha-\frac{1}{\delta};$$

$$a=\frac{\omega}{s}\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)=\frac{\omega}{s}\frac{1}{\delta_1}.$$

Подставляя эти величины в формулу для dp/dt, получим

$$\frac{dp}{dt}=\frac{p}{(l_\psi+l)}\left[\frac{f\omega}{s}\frac{\varkappa}{I_к}\sigma-\theta v-\left(v-a\frac{\varkappa}{I_к}\sigma p\right)\right]=$$

$$=\frac{p}{(l_\psi+l)}\left[\frac{f\omega}{s}\frac{\varkappa}{e_1}\sigma u_1\left(1+\frac{1}{\delta_1}\frac{p}{f}\right)-v(1+\theta)\right]. \qquad (5.11)$$

Формула (5.11) показывает, что характер нарастания давления в функции от времени зависит от большого числа различным образом влияющих факторов.

В начале движения в момент врезания снаряда $p=p_0$, $l=0$, $v=0$, $l_\psi=l_{\psi_0}$, и формула (5.11) принимает вид

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_0=p_0\frac{f\omega}{sl_{\psi_0}}\frac{\varkappa\sigma_0}{I_к}\left(1+\frac{1}{\delta_1}\frac{p_0}{f}\right)=p_0\frac{f\omega}{sl_{\psi_0}}\frac{\varkappa}{e_1}u_1\sigma_0\left(1+\frac{1}{\delta_1}\frac{p_0}{f}\right)=$$

$$=p_0\frac{f\omega\Gamma_0}{sl_{\psi_0}}\left(1+\frac{1}{\delta_1}\frac{p_0}{f}\right). \qquad (5.11')$$

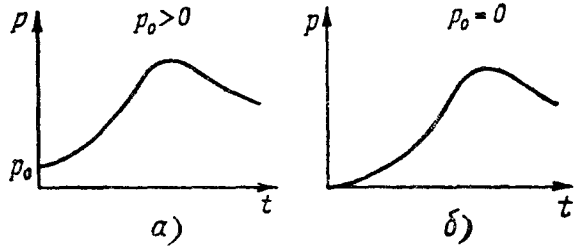
Следовательно, скорость нарастания давления в начале движения пропорциональна давлению форсирования p_0, силе пороха f, весу заряда ω, оголенности пороха $S_1/\Lambda_1=\varkappa/e_1$, скорости горения пороха при $p=1$, т. е. u_1, и обратно пропорциональна свободному объему каморы sl_{ψ_0} в момент форсирования. Так как оголенность пороха обратно пропорциональна толщине пороха, то, следовательно, $(dp/dt)_0$ также обратно пропорциональна толщине пороха e_1. От этих же величин зависит величина первого члена в скобках формулы (5.11), который выражает интенсивность притока энергии пороховых газов.

Если заменить $\frac{\varkappa}{e_1}u_1\sigma_0$ выражением $\frac{S_1}{\Lambda_1}u_1\sigma_0=\Gamma_0$, то получим добавочно, что $\left(\frac{dp}{dt}\right)_0$ пропорционально величине Γ_0 для $\psi=\psi_0$.

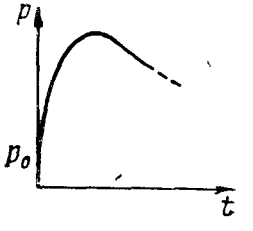
При изложении физического закона горения было показано, что наружные слои пироксилиновых порохов горят ускоренно (Γ имеет взмыв), поэтому и нарастание давления в этом случае должно быть интенсивнее, чем при одинаковой скорости горения u_1, принимаемой при геометрическом законе.

Следовательно, при прочих равных условиях кривая давления p, t при физическом законе горения должна идти выше, чем соответствующая кривая p, t при геометрическом законе.

Формула (5. 11) дает величину тангенса угла наклона кривой давления в функции от времени. В начале движения снаряда по нарезам тангенс угла наклона нарезов имеет определенное конечное значение, зависящее от ряда условий заряжания (фиг. 5. 5, *а*).



Фиг 5. 5. Кривая p, t при $p_0>0$ и $p_0=0$.



Фиг. 5. 6. Кривая p, l; ось p — касательная к кривой p, l в начале движения

Он обращается в нуль только при $p_0=0$. В этом случае кривая давления в функции от времени имеет касательной ось абсцисс (см. фиг. 5. 5, *б*). Этот случай на практике не встречается.

Характер нарастания давления в функции от пути l выразится формулой

$$\frac{dp}{dl}=\frac{l}{v}\frac{dp}{dt}=\frac{p}{l_\phi+l}\left[\frac{f\omega}{s}\frac{\varkappa}{I_к}\frac{\sigma}{v}\left(1+\frac{p}{f\delta_1}\right)-(1+\theta)\right]. \qquad (5.12)$$

В начале движения снаряда $p=p_0$, $l=0$, $v=0$, $\sigma=\sigma_0$, $l_\psi=l_{\psi_0}$. Так как первый член в скобках (5. 12) обращается в бесконечность, то $(dp/dl)_0=\infty$.

Следовательно, для кривой p, l касательной в начале движения является ось ординат (фиг. 5. 6).

Для получения наибольшего давления необходимо, чтобы величины dp/dt или dp/dl обратились в нуль. Поэтому условие, при котором получается наибольшее давление, имеет вид

$$f\frac{\omega}{s}\frac{\varkappa}{I_к}\sigma_m\left(1+\frac{1}{\delta_1}\frac{p_{\max}}{f}\right)-v_m(1+\theta)=0,$$

(индекс m указывает, что данная величина соответствует $p_{\max}$) или

$$f\frac{\omega}{s}\Gamma_m\left(1+\frac{1}{\delta_1}\frac{p_{\max}}{f}\right)=(1+\theta)\,v_m,$$

где

$$\Gamma_m=\frac{\varkappa}{I_к}\sigma_m=\frac{S_1}{\Lambda_1}u_1\sigma_m.$$

Если поставить требование, чтобы давление после достижения максимума и дальше оставалось постоянным, то получим условие, по которому можно определить изменение поверхности σ или скорости горения u_1:

$$f\omega \frac{\varkappa}{e_1} \sigma u_1 \left(1 + \frac{1}{\delta_1} \frac{p_{\max}}{f}\right) = (1+\theta) sv.$$

Это условие можно сформулировать так.

Для поддержания наибольшего давления в канале орудия на некотором пути постоянным необходимо, чтобы поверхность пороха σ или скорость горения u_1 изменялись пропорционально скорости снаряда v, или, иначе, чтобы скорость притока энергии пороховых газов при $p=1\,(f\omega\Gamma)$ была пропорциональна скорости изменения объема канала орудия при движении снаряда, так как

$$sv = \frac{s\,dl}{dt} = \frac{dW}{dt}.$$

Обычно после $p_{\max}$ давление убывает, выражение в скобках становится отрицательным $(dp/dt<0)$.

Для конца горения пороха при $\psi=1$ получим

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_к = \frac{p_к}{l_1+l_к}\left\{\frac{f\omega}{s}\frac{\varkappa}{I_к}\sigma_к\left[1+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\frac{p_к}{f}\right]-(1+\theta)v_к\right\}. \quad (5.12')$$

Во втором периоде из формулы (5.5′) при $\psi=1$ выражение для давления получим в виде

$$p = \frac{f\omega}{s}\frac{1-\dfrac{v^2}{v_{пр}^2}}{l_1+l}. \quad (5.5'')$$

При дифференцировании (5.5″) получим

$$\frac{dp}{dt} = -(1+\theta)\frac{vp}{l_1+l}; \quad \frac{dp}{dl} = -(1+\theta)\frac{p}{l_1+l};$$

для начала второго периода

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_{(0)} = -(1+\theta)\frac{v_к p_к}{l_1+l_к}; \quad (5.12'')$$

$$\left(\frac{dp}{dl}\right)_{(0)} = -(1+\theta)\frac{p_к}{l_1+l_к}.$$

Сравнивая это выражение с выражением (5.12′), видим, что в момент перехода от первого периода ко второму производные dp/dl и dp/dt изменяются скачком (если $\sigma_к>0$); за счет исчезновения первого члена в фигурных скобках выражения (5.12′) на кривой давления (см. фиг. 2 и 3, стр. 12) получается излом, и угол наклона возрастает по абсолютной величине.

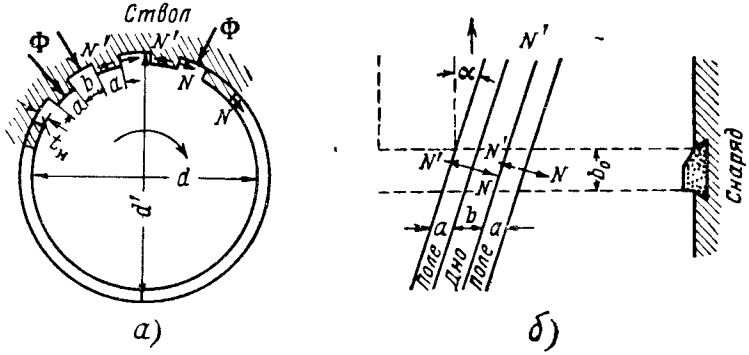
После этого угол наклона кривых p, t и p, l убывает, так как p убывает, а l_1+l растет. В момент вылета снаряда из канала имеем

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_д = -(1+\theta)\frac{p_д v_д}{l_1+l_д}; \quad \left(\frac{dp}{dl}\right)_д = -(1+\theta)\frac{p_д}{l_1+l_д}.$$

5.3. СИЛЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ДВИЖЕНИИ СНАРЯДА ПО НАРЕЗНОМУ КАНАЛУ СТВОЛА

Устройство нарезки канала ствола

Для сообщения снаряду вращательного движения на поверхности канала ствола делаются нарезы, причем угол α наклона нарезов к образующей может быть или постоянным (нарезка постоянной крутизны), или возрастать от начала нарезов по направлению к дулу (нарезка прогрессивной крутизны). От величины угла α



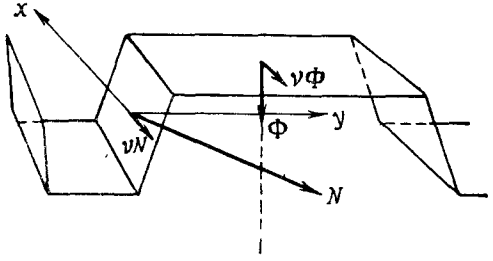
Фиг. 5.7. Схема устройства нарезки в канале ствола.

в дульном срезе при данной скорости снаряда зависит его устойчивость на полете. Вращение снаряда происходит в результате давления боевых граней нарезов, которыми при правой нарезке (вращение по часовой стрелке) являются правые грани нарезов (фиг. 5.7, *а* и *б*). На этих гранях под действием пояска при движении снаряда развивается сила сопротивления N, приложенная в центре выступа пояска и заставляющая снаряд поворачиваться по часовой стрелке. Такая же, но прямо противоположная сила N' действует со стороны снаряда на боевую грань нареза. Вследствие упругости стенок орудия и пояска на поверхности их соприкосновения возникают радиальные силы Ф и силы трения $\nu\Phi$ (фиг. 5.8).

Кроме угла наклона α, нарезы характеризуются шириной поля a, шириной дна нареза b, глубиной нарезов $t_н$ и длиной (высотой) b_0 пояска (см. фиг. 5.7, *б*). Сила N распределяется на площади $b_0 t_н : \cos\alpha$. Но так как при $\alpha=8°$ $\cos\alpha=0{,}99\approx1$, то для ра-

счета напряжения в нарезе и пояске берут эту площадь равной $b_0 t_н$. Обычно в артиллерийских орудиях $t_н \approx (0{,}01 \div 0{,}02)d$, где d — калибр канала орудия или диаметр канала по полям: $b_0 \approx 0{,}15d$.

Для мелкокалиберного оружия $t_н = (0{,}02 \div 0{,}04)d$.



Фиг. 5.8. Силы, действующие в нарезах.

При движении снаряда по каналу газы давят не только на дно снаряда, но и на выступы пояска, образовавшиеся при врезании в нарезы. Поэтому площадь поперечного сечения канала s больше, чем $\frac{\pi}{4} d^2$, и вычисляется по формуле

$$s = \frac{\pi}{4}\left(\frac{a}{a+b} d^2 + \frac{b}{a+b} d'^2\right) = \frac{\pi}{4}\left(\frac{ad^2 + bd'^2}{a+b}\right) =$$

$$= \frac{\pi}{4} d^2 \left[\frac{a + b\left(\frac{d'}{d}\right)^2}{a+b}\right]^*,$$

которая получается, если всю площадь разделить на пары секторов с диаметрами d и d', опирающимися соответственно на дуги a и b. Из угла одной пары секторов сектор, опирающийся на поле нареза, занимает часть $\frac{a}{a+b}$, а опирающийся на дно нареза — часть $\frac{b}{a+b}$.

Если приравнять эту площадь s площади равновеликого круга, то диаметр его d_1 называется *приведенным калибром*. Можно счи-

---

* Иногда обозначают $s = n_s d^2$, где $n_s = \frac{\pi}{4}\left[\frac{a + b\left(\frac{d'}{d}\right)^2}{a+b}\right]$;

$n_s = 0{,}80 \div 0{,}83$.

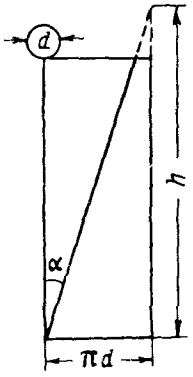
тать, что сила N, вращающая снаряд около его оси, действует на плече $d_1/2$. Для артиллерийских орудий $d' \approx 1{,}02$; $d_1 \approx 1{,}01d$:

$$d_1 = \sqrt{\frac{ad^2 + bd'^2}{a+b}}.$$

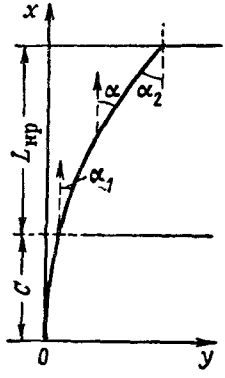
Число нарезов n для орудий находят обычно по формуле

$$n = (3 \div 3{,}5)d \text{ или } n = 2d + 8$$

с округлением до кратного четырем, где d в *см* (для ручного оружия $n = 4$).



Фиг. 5.9. Схема нарезки постоянной крутизны.



Фиг. 5.10. Схема нарезки прогрессивной крутизны.

Кроме угла наклона α, характеристикой нареза является высота хода нареза h, т. е. длина образующей, на которой нарез делает полный оборот (фиг. 5.9):

$$h = \pi d \operatorname{ctg} \alpha.$$

Отношение h/d называется *крутизной нарезов*, или *длиной хода нарезов в калибрах:*

$$\eta = \frac{h}{d} = \frac{\pi}{\operatorname{tg} \alpha}.$$

Обычно задаются круглым числом η: h/d (20, 25, 30 ... 60) и отсюда находят угол наклона α:

$$\alpha = \operatorname{arc\,tg} \frac{\pi d}{h}.$$

Получаем следующую зависимость α от η.

η	50	40	35	30	25	20
α	3°35′,6	4°30′	5°07′,5	5°58′,7	7°09′45″	8°56′

Уравнение нарезки. Нарезка прогрессивной крутизны при развертывании цилиндра канала на плоскость обычно имеет вид параболы второго порядка (фиг. 5.10), начало координат которой и угол наклона $\alpha=0$ находятся до начала нарезов на продолжении нарезной части. Уравнение этой параболы

$$x^2=ky \text{ или } y=\frac{x^2}{k},$$

$$\operatorname{tg}\alpha=\frac{dy}{dx}=\frac{2x}{k}; \quad \frac{d\operatorname{tg}\alpha}{dx}=\frac{2}{k}=\text{const},$$

т. е. изменение угла наклона в зависимости от расстояния x остается постоянным.

Так как углы наклона в начале нарезной части канала α_1 и в конце α_2 известны, то можем определить константу k. В самом деле,

$$\operatorname{tg}\alpha_1=\frac{2c}{k}; \quad \operatorname{tg}\alpha_2=\frac{2(c+L_{\text{нар}})}{k},$$

откуда

$$k=\frac{2L_{\text{нар}}}{\operatorname{tg}\alpha_2-\operatorname{tg}\alpha_1}.$$

Следовательно,

$$\frac{d\operatorname{tg}\alpha}{dx}=\frac{\operatorname{tg}\alpha_2-\operatorname{tg}\alpha_1}{L_{\text{нар}}}=k_\alpha=\text{const}.$$

Последнее выражение входит в формулу для силы давления на боевую грань.

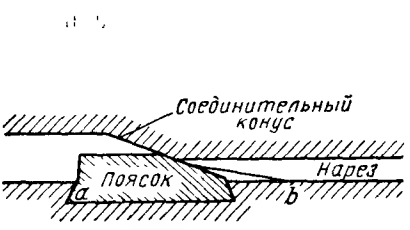
Сопротивление при врезании пояска в нарезы. Давление форсирования

При правильно досланном снаряде конический скат пояска должен упираться в конический скат соединительного конуса каморы и частично входить в конический скат нарезов (фиг. 5.11); при этом осуществляется полная обтюрация газов в каморе. По мере нарастания давления газов поясок врезается в нарезы, и полное врезание произойдет в тот момент, когда задний край пояска a достигнет конца конического ската нарезов (точка b). В этот момент сопротивление врезанию наибольшее. Усилие Π_0, отнесенное

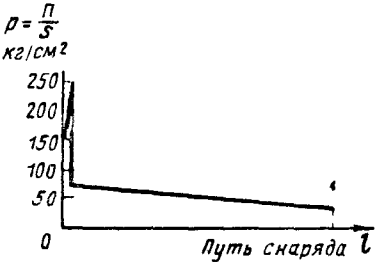
к площади сечения канала s, т. е. давление $p_0=\Pi_0/s$, которое необходимо, чтобы врезать поясок снаряда на полную глубину, называется *давлением форсирования.*

После врезания на полную глубину деформация ведущего пояска прекращается, снаряд продолжает движение с уже образовавшимися выступами пояска, и сопротивление сразу падает.

Так как решение задачи внутренней баллистики при постепенном врезании пояска в нарезы приводит к сложным зависимостям, а объем каморы за это время меняется мало, то обычно берут



Фиг. 5.11. Схема врезания пояска в нарезы.



Фиг. 5.12. Изменение сопротивления при врезании пояска.

упрощенную схему, считая, что снаряд стоит неподвижно до того момента, пока давление газов не достигнет полной величины p_0; после этого на неподвижном еще снаряде как бы мгновенно образуются нарезы, и он начинает двигаться. Такая схема приводит к более простому математическому решению задачи внутренней баллистики и принята в большинстве разработанных методов. В этом случае период воспламенения и горения пороха в каморе постоянного объема до давления p_0 называется *предварительным.*

Для определения сопротивления, которое испытывает поясок со стороны стенок и нарезов канала ствола при движении снаряда по каналу, применяется способ протяжки снаряда через канал при помощи механических или гидравлических прессов. Этот способ применяли М. Ф. Розенберг на Обуховском заводе в 1898 г. и А. Г. Матюнин на Путиловском в 1899 г. Но медленная статическая протяжка в холодном состоянии обычно дает очень большие значения для силы сопротивления, развивающейся между пояском и каналом ствола вследствие наличия сил N, νN, Φ и $\nu\Phi$.

На фиг. 5.12 приводится диаграмма изменения давления $p=\Pi/s$, необходимого для врезания пояска и продвижения снаряда с уже образовавшимися выступами для 76-*мм* пушки образца 1902 г. Диаграмма получена по опытам КОСАРТОПА в 1925 г. Она показывает, что при постепенном врезании пояска сопротивление в 76-*мм* пушке образца 1902 г. быстро возрастает от 150 до 250 *кг/см*^{2} и после его врезания на полную глубину сразу падает

до 70 *кг/см*², а потом очень медленно снижается до 30 *кг/см*² у дульного среза.

В условиях выстрела, когда под действием давления газов p около пояска происходит упругое расширение стенок трубы из положения a в положение a' (фиг. 5.13), эта деформация передается в направлении движения снаряда и ослабляет действие сил Ф и $\nu\Phi$ (см. фиг. 5.7, *а*).

Что это именно так, показали те же опыты КОСАРТОПа. Для определения давления форсирования проводилась стрельба из обреза 76-*мм* пушки. Стреляя уменьшенными зарядами и подби-

Фиг. 5.13. Действие давления p на продвижение пояска снаряда.

рая их так, чтобы одна половина снарядов выбрасывалась из канала, а другая оставалась в нем, установили, что при давлении 150 *кг/см*² поясок не врезался в нарезы, но на передней части его оставался едва заметный отпечаток нарезов. При давлении от 225 до 275 *кг/см*² часть снарядов оставалась в канале, часть выбрасывалась и падала вблизи. Следовательно, в условиях выстрела достаточно было самого небольшого избыточного давления, чтобы снаряд после врезания пояска на полную глубину был выброшен из канала; силы Ф и $\nu\Phi$ оказывали лишь ничтожное действие. В дальнейшем учетом этих сил пренебрегаем.

Таким образом, «давление форсирования» p_0 в данном случае равно 250 *кг/см*². Эта величина в зависимости от устройства нарезов и пояска может колебаться в некоторых пределах. Проф. Н. Ф. Дроздов при расчетах и составлении таблиц принял $p_0=300$ *кг/см*²; некоторые авторы принимают $p_0=400$ *кг/см*².

Кранц дает различные значения от 270 *кг/см*² для 76-*мм* пушки до 550 *кг/см*² для винтовок, где нарезы относительно глубоки и врезается не один поясок, а вся боковая поверхность пули.

Специальными опытами доцент П. Н. Шкворников в 1943 г. для винтовочных пуль получил давление $p_0=300\div400$ *кг/см*².

При изменении диаметра пояска d_0 или его профиля давление форсирования p_0 будет меняться.

Для орудий среднего калибра обычно принимают $p_0=250\div300$ *кг/см*².

Если пренебрегать сопротивлением после врезания пояска на полную глубину, то влияние пояска выражается в том, что движение снаряда условно отсчитывается лишь с момента, когда давление достигнет величины p_0 за счет сгорания части заряда ψ_0.

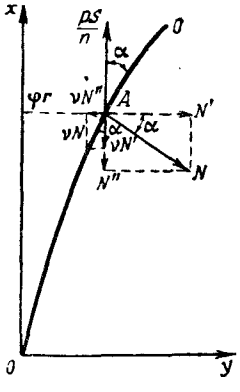
Для получения в постоянном объеме давления p_0 необходимо, чтобы сгорела часть заряда ψ_0, определяемая по общей формуле пиростатики:

$$\psi_0 = \frac{\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta}}{\frac{f}{p_0} + \alpha - \frac{1}{\delta}}.$$

Таким образом, давление форсирования косвенно учитывается величиной ψ_0 сгоревшей части заряда к началу движения снаряда и соответствующей относительной частью сгоревшей толщины z_0. От величины p_0 зависит и начальное значение $(dp/dt)_0$: чем больше p_0, тем больше $(dp/dt)_0$, тем круче поднимается кривая p, t в начале движения снаряда, тем выше наибольшее давление p_{max}.

Силы, возникающие на боевых гранях нарезов при движении снаряда

Угол между осью канала и направлением нарезов вызывает при движении снаряда по каналу силы реакции между боевыми гранями нарезов и пояска. Эти силы N на каждом нарезе направлены перпендикулярно поверхностям соприкосновения и создают силы трения $\nu_1 N$ вдоль боевой грани в направлении, обратном движению снаряда.



Фиг. 5.14. Силы, действующие в нарезке

Под действием этих сил и их составляющих (в направлении оси канала и в плоскости, перпендикулярной к ней) снаряду сообщается вращательное движение и развиваются силы, тормозящие поступательное движение (сила R).

Для определения силы реакции нареза N и тормозящей силы R представим поверхность канала развернутой в плоскости xy, причем ось x параллельна оси канала (фиг. 5.14). Кривая 00 изображает один из нарезов прогрессивной крутизны. Точка A соответствует центру боевой грани, к каждой из которых приложены силы ps/n, N и νN, где n — число нарезов.

Радиальной силой Φ и силой трения $\nu\Phi$ пренебрегаем.

Разложим силы N и νN на составляющие по осям x и y:

$$N' = N\cos\alpha;\ N'' = N\sin\alpha;$$

$$\nu N' = \nu N\cos\alpha;\ \nu N'' = \nu N\sin\alpha.$$

На основе законов механики надо для нашего случая составить уравнения движения:

1) для поступательного движения сумма проекции сил по оси x равна $m=\frac{d^2x}{dt^2}$;

2) для вращательного движения сумма моментов вращающих сил равна

$$I\frac{d^2\varphi}{dt^2}=I\frac{d\Omega}{dt},$$

где I — момент инерции снаряда относительно продольной оси;
Ω — угловая скорость снаряда.

Момент инерции снаряда массы m

$$I=\sum\Delta m_i\cdot r_i^2=\int r^2dm,$$

где Δm — элемент массы, находящейся на расстоянии r_i от оси вращения, может быть представлен в виде

$$I=m\rho^2;$$

здесь ρ — радиус инерции, который определяется следующим образом.

Если всю массу тела, вращающегося около оси, сосредоточить в бесконечно тонком цилиндрическом слое на расстоянии ρ от оси и подобрать это значение ρ так, чтобы момент инерции этого слоя $m\rho^2$ был равен действительному моменту инерции I, то это расстояние от оси вращения и будет радиусом инерции.

Напишем уравнение вращательного движения снаряда:

$$nrN(\cos\alpha-\nu\sin\alpha)=I\frac{d\Omega}{dt}. \qquad (5.13)$$

Так как

$$\Omega=\frac{v\operatorname{tg}\alpha}{r},$$

то

$$\frac{d\Omega}{dt}=\frac{1}{r}\left(\operatorname{tg}\alpha\frac{dv}{dt}+v\frac{\operatorname{tg}\alpha}{dx}\frac{dx}{dt}\right)=\frac{1}{r}\left(\operatorname{tg}\alpha\frac{dv}{dt}+v^2\frac{d\operatorname{tg}\alpha}{dx}\right).$$

При этом для нарезки прогрессивной крутизны

$$\frac{d\operatorname{tg}\alpha}{dx}=\frac{\operatorname{tg}\alpha_2-\operatorname{tg}\alpha_1}{L_{\text{пр}}}=k_\alpha=\text{const},$$

для нарезки постоянной крутизны

$$k_\alpha=0.$$

Подставляя выражения для I и $d\Omega/dt$ в формулу (5.13) и определяя величину N, получим

$$N=\frac{1}{n}\left(\frac{\rho}{r}\right)^2\frac{\left(\operatorname{tg}\alpha\, m\frac{dv}{dt}+k_\alpha mv^2\right)}{\cos\alpha-\nu\sin\alpha}. \qquad (5.14)$$

Для определения величины $m\frac{dv}{dt}$ напишем *уравнение поступательного движения* с учетом сил сопротивления:

$$p_{\text{сн}}s-nN(\sin\alpha+\nu\cos\alpha)=m\frac{dv}{dt},$$

где $p_{\text{сн}}$ — давление газов на дно снаряда.

Вычитаемое

$$nN(\sin\alpha+\nu\cos\alpha)=R$$

представляет собой силу сопротивления, возникающую вследствие реакции всех боевых граней нарезов:

$$p_{\text{сн}}s-R=p_{\text{сн}}s\left(1-\frac{R}{p_{\text{сн}}s}\right)=m\frac{dv}{dt}.$$

Величина $\frac{R}{p_{\text{сн}}s}$ мала по сравнению с единицей и

$$\frac{1}{1-\frac{R}{p_{\text{сн}}s}}\approx 1+\frac{R}{p_{\text{сн}}s}=\varphi_1,$$

где $\varphi_1\approx 1{,}02$.

В дальнейшем эта величина будет уточнена.

Следовательно,

$$m\frac{dv}{dt}=\frac{p_{\text{сн}}s}{\varphi_1}.$$

Подставляя это выражение в формулу (5.14), получим

$$N=\frac{1}{n}\left(\frac{\rho}{r}\right)^2\frac{\operatorname{tg}\sigma s p_{\text{сн}}+\varphi_1 k_\alpha mv^2}{\varphi_1(\cos\alpha-\nu\sin\alpha)}.$$

Выражение в знаменателе очень близко к единице:

$$\varphi_1(\cos\sigma-\nu\sin\alpha)\approx 1.$$

Получаем окончательное выражение для силы реакции нареза N.

При нарезке прогрессивной крутизны

$$N=\frac{1}{n}\left(\frac{\rho}{r}\right)^2(\operatorname{tg}\alpha\, s p_{\text{сн}}+\varphi_1 k_\alpha mv^2), \qquad (5.15)$$

при нарезке постоянной крутизны $k_\alpha = 0$ и

$$N = \frac{1}{n}\left(\frac{\rho}{r}\right)^2 \operatorname{tg}\alpha\, s p_{\text{сн}} = \text{const}\, p_{\text{сн}}, \qquad (5.16)$$

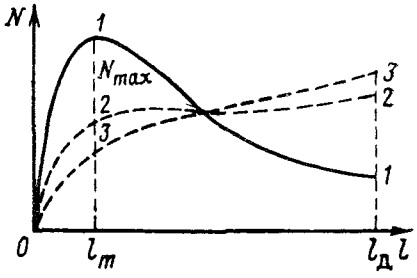
т. е. для нарезки постоянной крутизны сила реакции нареза N пропорциональна давлению газов.

Величина $(\rho/r)^2 = \lambda$ зависит от типа снаряда и меняется в пределах от 0,48 для пули до 0,68 для тонкостенного фугасного снаряда. Например:

	$\left(\frac{\rho}{r}\right)^2$
прямой сплошной цилиндр	0,50
сплошная пуля	~0,48
бронебойные толстостенные снаряды	~0,56
фугасные тонкостенные снаряды . . .	0,64÷0,68
мина	0,70

Для расчета напряжения в металле пояска надо силу N отнести к площади $b_0 t_{\text{н}}$ соприкосновения боевых граней нареза и пояска, где $t_{\text{н}}$ — глубина нареза, b_0 — ширина пояска.

Так как для нарезки постоянной крутизны давление пояска снаряда на боевую грань нареза (так же как и давление боевой грани нареза на поясок при движении снаряда) меняется пропорционально давлению газов на дно снаряда, то кривая *1-1* изменения силы N в функции от l подобна кривой давления (фиг. 5. 15); наибольшее напряжение поясок снаряда и боевая грань испытывают в момент развития наибольшего давления, когда ускорение снаряда наибольшее ($N_{\max}$).



Фиг. 5. 15. Влияние нарезки на силу давления N в нарезах.

Из формулы (5. 15), видно, что, уменьшая начальный угол наклона нарезов α_1, можно значительно уменьшить первое слагаемое в скобках для момента получения $p_{\max}$. Так как скорость снаряда в этот момент еще невелика (так же как и удвоенная живая сила снаряда mv^2), то для наибольшего давления величина N по формуле (5. 15) при нарезке прогрессивной крутизны может получиться меньше, чем по формуле (5. 16) (при нарезке постоянной крутизны).

При последующем убывании давления $\operatorname{tg}\alpha$ растет и увеличивается второе слагаемое $k_\alpha m v^2$. Поэтому при прогрессивной нарезке давление на боевую грань меняется равномернее, чем при нарезке постоянной крутизны. Меняя углы α_1 и α_2, можно в значительных пределах менять силу N.

На фиг. 5. 15 приведены кривые изменения силы N в функции от пути снаряда для нарезки при $\alpha = \text{const}$ и двух нарезок с переменным α:

1) $\alpha = 10° = \text{const}$;
2) $\alpha_1 = 5°$, $\alpha_2 = 10°$;
3) $\alpha_1 = 2°$, $\alpha_2 = 10°$.

Выше было получено выражение для силы сопротивления нарезов, тормозящей поступательное движение снаряда.

$$R = nN(\sin\alpha + \nu\cos\alpha) = nN\cos\alpha(\operatorname{tg}\alpha + \nu).$$

Для нарезки постоянной крутизны (полагая $\cos\alpha \approx 1$)

$$R = \left(\frac{\rho}{r}\right)^2 (\operatorname{tg}^2\alpha + \nu\operatorname{tg}\alpha)\, sp_{\text{сн}}.$$

Введенная в формулу (5. 15) величина φ_1, учитывающая влияние нарезов на поступательное движение снаряда, при нарезке постоянной крутизны также постоянна:

$$\varphi_1 = 1 + \frac{R}{sp_{\text{сн}}} = 1 + \left(\frac{\rho}{r}\right)^2 (\operatorname{tg}^2\alpha + \nu\operatorname{tg}\alpha) = 1 + k_2 + k_3.$$

Введем эту величину в уравнение поступательного движения снаряда:

$$sp_{\text{сн}} = \varphi_1 m\frac{dv}{dt}.$$

Обычно принимают приближенно $\varphi_1 = 1{,}02$.
Для нарезки прогрессивной крутизны

$$R = \frac{\lambda}{n}(\operatorname{tg}\alpha sp_{\text{сн}} + \varphi_1 k_a m v^2)(\operatorname{tg}\alpha + \nu),$$

причем величина

$$\varphi_1 = 1 + \frac{R}{sp_{\text{сн}}}$$

уже не будет постоянной величиной.

На преодоление силы сопротивления R пороховые газы должны затрачивать определенную работу.

5. 4. ВТОРОСТЕПЕННЫЕ РАБОТЫ ПОРОХОВЫХ ГАЗОВ ПРИ ВЫСТРЕЛЕ

Работа, затрачиваемая на вращение снаряда

Работа на сообщение снаряду вращательного движения выражается формулой

$$L_2 = \frac{I\Omega^2}{2},$$

где I — момент инерции снаряда относительно оси вращения ($I=m\rho^2$);

Ω — угловая скорость вращения.

Выше указывалось, что все четыре вида учитываемых работ пропорциональны основной работе $L_1=mv^2/2$, и выражение для L_2 можно привести к виду

$$L_2=k_2\frac{mv^2}{2}.$$

Коэффициент k_2 показывает, какую часть работы, затрачиваемой на поступательное движение снаряда, составляет работа, затрачиваемая на вращательное движение. Величина его зависит от устройства или типа снаряда $(\rho/r)^2$ и от устройства нарезки канала ствола—угла наклона нарезов α:

$$k_2=\left(\frac{\rho}{r}\right)^2\operatorname{tg}^2\alpha.$$

Среднее значение $k_2\approx 0{,}01$.

Работа, затрачиваемая на преодоление трения в нарезах

Сумма слагающих сил трения, тормозящих поступательное движение снаряда на боевых гранях, дается выражением

$$nvN\cos\alpha.$$

Работа на преодоление этого сопротивления

$$L_3=\int_0^l nvN\cos\alpha\frac{dl}{\cos\alpha},$$

где $dl/\cos\alpha$ — элемент пути вдоль нареза.

Подставим в это выражение величину N из уравнения (5.16):

$$L_3=\left(\frac{\rho}{r}\right)^2 v\operatorname{tg}\alpha s\int_0^l p_{\text{сн}}\,dl=\left(\frac{\rho}{r}\right)^2 v\operatorname{tg}\alpha\frac{mv^2}{2}=k_3\frac{mv^2}{2}.$$

Следовательно,

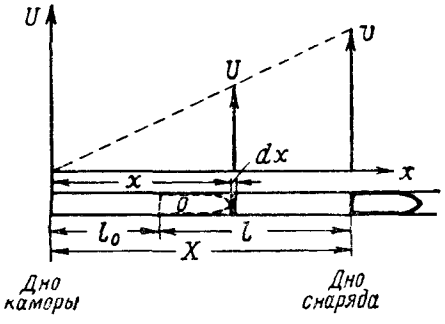
$$k_3=\left(\frac{\rho}{r}\right)^2 v\operatorname{tg}\alpha.$$

Среднее значение $k_3\approx 0{,}01$.

Работа, затрачиваемая на перемещение газов и заряда

1. Камора не имеет уширения

Пороховые газы, совершая работу на перемещение снаряда, сами перемещаются вместе с ним, причем несгоревший к данному моменту порох тоже может перемещаться под действием разности в давлениях, создающейся в канале ствола. На эти перемещения частей заряда и на сообщение им живой силы затрачивается некоторая часть энергии, которую надо учесть.



Фиг. 5.16. Распределение скоростей газов за снарядом.

Так как нет точных данных о распределении масс газа и несгоревшего пороха в заснарядном пространстве, то для учета приходится исходить из схематичных допущений.

Известно, что при выстреле возникают иногда волновые движения: газы, ударившись в дно снаряда, возвращаются обратно и, встречаясь с газами, двигающимися навстречу, дают местное повышение давления. Кроме того, при переходе из более широкой каморы в канал в газах образуется сужение струи, что также затрудняет возможность выразить закон движения в виде аналитических зависимостей. Ввиду этого для учета работы, затрачиваемой на перемещение газов, приходится исходить из упрощенных схем и допущений.

Чтобы получить выражение для живой силы частей заряда, перемещающихся поступательно с переменными скоростями, и связать его с живой силой снаряда, принимаем следующие допущения:

1) канал, включая камору, имеет одну и ту же площадь, равную площади поперечного сечения s;

2) при каждом положении снаряда в канале газопороховая смесь распределена равномерно по всему пространству от дна каморы до дна канала;

3) элементы заряда имеют только поступательное движение, причем скорость их от слоя к слою растет по линейному закону от нуля у дна каморы до скорости снаряда v у дна снаряда. Ствол принимается неподвижным;

4) скорости частиц, расположенных в данном поперечном сечении, одинаковы и трение частиц заряда о стенки канала отсутствует.

Диаграмма на фиг. 5.16 поясняет сказанное.

Обозначим

v — скорость снаряда относительно канала ствола;

U — скорость элемента заряда в данном слое;

$\mu=\omega/g$ — масса заряда;

X — расстояние от дна каморы до дна снаряда.

Для данного момента, когда снаряд прошел путь l, величина X постоянна (она меняется во времени); мы рассматриваем элементы заряда в заснарядном пространстве на разных расстояниях x от дна каморы в каждый данный момент.

Выделим элементарный слой сечением s и высотой dx, его массу обозначим $d\mu$. Слой имеет скорость U; его элементарная живая сила

$$dL_4=\frac{d\mu U^2}{2}.$$

Чтобы получить выражение для всей живой силы, надо проинтегрировать это выражение по x от нуля до X. Тогда найдем живую силу заряда, элементы которого двигаются в заснарядном пространстве по данному закону.

Из допущения равномерного распределения масс имеем

$$\frac{d\mu}{\mu}=\frac{dx}{X} \quad \text{или} \quad d\mu=\frac{\mu}{X}dx.$$

При допушении, что скорость U меняется по закону прямой линии, из подобия треугольников имеем

$$U:v=x:X,$$

откуда

$$U=\frac{v}{X}x.$$

После подстановки $d\mu$ и U в dL_4 получим

$$dL_4=\frac{v^2}{X^2}\frac{x^2}{2}\frac{v}{X}dx=\frac{\mu v^2}{2X^3}x^2\,dx.$$

После интегрирования в пределах от нуля до X имеем

$$L_4=\int_0^X\frac{U^2\,d\mu}{2}=\int_0^X\frac{\mu v^2}{2X^3}x^2\,dx,$$

или

$$L_4=\frac{\mu v^2}{2X^3}\int_0^X x^2\,dx=\frac{\mu v^2X^3}{2X^3\cdot 3}=\frac{1}{3}\frac{\mu v^2}{2}=\frac{1}{3}\frac{\mu}{m}\frac{mv^2}{2}.$$

Так как

$$\frac{\mu}{m}=\frac{\omega}{q},$$

то

$$L_4=\frac{1}{3}\frac{\omega}{q}\frac{mv^2}{2}=k_4\frac{mv^2}{2}.$$

Следовательно, при сделанных допущениях работа, затрачиваемая на перемещение газов и заряда, пропорциональна основной работе L_1. Коэффициент $k_4=\frac{1}{3}\frac{\omega}{q}$ в зависимости от относительного веса заряда ω/q меняется в широких пределах; в орудиях малой мощности и гаубицах $\omega/q\approx 0{,}10\div 0{,}15$, большой мощности — около $0{,}30\div 0{,}40$. Следовательно,

$$k_4=\frac{1}{3}\frac{\omega}{q}=0{,}03\div 0{,}13.$$

В общем виде принимают $k_4=b_4\,\omega/q$.

Эта величина коэффициента получилась при определенных предположениях относительно распределения масс и скоростей. В действительности явление гораздо сложнее, и можно сделать ряд других допущений. Например, Ф. Ф. Лендер, считая, что большая часть заряда сосредоточена ближе к дну каморы и, следовательно, имеет меньшую скорость, получил коэффициент $b_4=1/6$; другие полагают b_4 равным 1/4 и 3/11.

2. Камора имеет уширение

Вопрос о движении газов при уширении каморы представляет собой сложную газодинамическую задачу. Воспользуемся более простой, хотя и менее точной зависимостью, учитывающей влияние уширения каморы на коэффициент k_4.

При выводе этой зависимости принимают следующие допущения.

1. Масса газов распределена в заснарядном объеме равномерно, но в движении участвует не вся масса, а лишь та, которая имеет сечение s, равное сечению канала ствола. Внешние слои, прилегающие к стенкам каморы, участия в движении не принимают. Внутренним трением газов и трением их о стенки канала, как обычно, пренебрегаем.

2. Скорость газовых слоев, участвующих в движении, меняется по линейному закону от нуля у дна каморы до скорости, равной скорости снаряда у его дна.

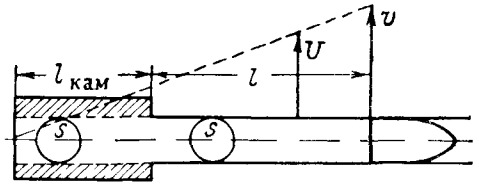
При таком чисто механическом представлении, не учитывающем газодинамических особенностей в связи с сжатием струи в горловине, получаем следующую схему (фиг. 5. 17).

Относительный вес участвующих в движении газов ω' при общем весе заряда ω выразится формулой

$$\frac{\omega'}{\omega}=\frac{s(l_{\text{кам}}+l)}{W_0+sl}=\frac{l_{\text{кам}}+l}{l_0+l}=\frac{\Lambda+\frac{1}{\chi}}{\Lambda+1},$$

где $l_{\text{кам}}$ — длина каморы; $\chi=l_0/l_{\text{кам}}$ — коэффициент уширения каморы; $\Lambda=l/l_0$ — относительная длина пути снаряда.

$$\omega'=\omega\frac{\Lambda+\frac{1}{\chi}}{\Lambda+1}.$$



Фиг. 5.17. Движение газов при наличии уширения каморы.

Для этой массы газов применима выведенная выше формула для k_4:

$$k_4'=\frac{1}{3}\frac{\omega'}{q}=\frac{1}{3}\frac{\Lambda+\frac{1}{\chi}}{\Lambda+1}\frac{\omega}{q}=b_4\frac{\omega}{q};$$

при $\chi=1$ $k_4=\frac{1}{3}\frac{\omega}{q}$, $b_4=\frac{1}{3}$.

По мере движения снаряда коэффициент b_4 растет, меняясь от $b_4=\frac{1}{3}\frac{1}{\chi}$ в начале движения при $\Lambda=0$ до $b_4\to\frac{1}{3}$ при увеличении Λ.

Так как Λ меняется, то при интегрировании уравнений внутренней баллистики приходится брать b_4 средним значением от 0 до $\Lambda_д$: где $\Lambda_д=l_д/l_0$ — относительная длина пути снаряда к моменту вылета из канала ствола.

$$b_{4\text{ср}}=\frac{1}{3}\left(\frac{\Lambda+\frac{1}{\chi}}{\Lambda+1}\right)_{\text{ср}}=\frac{1}{3}\frac{1}{\Lambda}\int_0^{\Lambda}\frac{\Lambda+\frac{1}{\chi}}{\Lambda+1}d\Lambda=$$

$$=\frac{1}{3}\left[1-\left(1-\frac{1}{\chi}\right)2{,}303\frac{\lg(\Lambda+1)}{\Lambda}\right].$$

Для значений $b_{4\text{ср}}$ составлена таблица о двух входах Λ и χ; при $\chi=1$ $b_4=1/3$ (табл. 5.1).

Таблица 5.1

Значения $b_{4ср}$ в функции Λ и χ

χ \ Λ	0,6	1,0	2,0	3,0	5,0	7,0	10,0
1,1	0,309	0,312	0,316	0,319	0,322	3,324	0,326
1,5	0,246	0,256	0,272	0,282	0,293	0,300	0,306
2,0	0,203	0,218	0,242	0,256	0,273	0,284	0,293
3,0	0,159	0,179	0,211	0,230	0,253	0,267	0,280
4,0	0,137	0,160	0,180	0,280	0,244	0,259	0,273

Как видно из табл. 5.1, коэффициент b_4 растет с увеличением Λ и с уменьшением χ, стремясь в пределе к 1/3.

Выражение для $b_4=\frac{1}{3}\frac{\Lambda+\frac{1}{\chi}}{\Lambda+1}$ можно представить в виде

$$b_4=\frac{1}{3}\left[1-\frac{1-\frac{1}{\chi}}{1+\Lambda}\right].$$

Проф. М. А. Мамонтов (1939 г.) и позже С. А. Бетехтин (1947 г.) дали более точную зависимость

$$b_4'=\frac{1}{3}\left[1-\frac{1-\frac{1}{\gamma^2}}{(1+\Lambda)^3}\right].$$

Величина b_4' с увеличением Λ растет быстрее, чем b_4 и при $\Lambda=4{,}0$ становится близкой к постоянному значению 1/3, но при $\Lambda_m\approx 0{,}6$ b_4 и b_4' значительно меньше 1/3. Такое изменение этой величины определенным образом отражается на изменении кривой давления p, l, снижая p_{max} по сравнению с p_{max} при $b_4=1/3$.

Работа, затрачиваемая на перемещение откатных частей

Если обозначить вес и массу откатных частей соответственно Q_0 и M, а скорость V, то работа, затрачиваемая на перемещение откатных частей, выразится в виде

$$L_5=\frac{MV^2}{2}=\frac{Q_0V^2}{2g}.$$

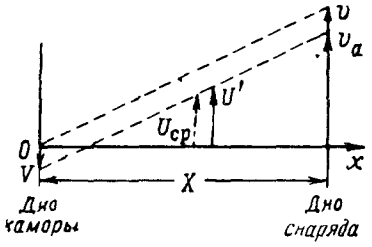
Масса M известна, скорость отката V можно найти на основании теоремы механики о сохранении количества движения системы ствол—заряд—снаряд, находящейся под действием внутренних сил.

Но сначала надо найти выражение для абсолютных скоростей снаряда v_a (по отношению к земле) и для средней скорости заряда U, часть которого движется за снарядом, а часть — за стволом.

Для определения средней абсолютной скорости заряда $U'_{ср}$ также допускаем, что масса заряда в каждый данный момент распределена в заснарядном пространстве равномерно и скорость U меняется по линейному закону от $-V$ у дна каморы до v_a у дна снаряда, причем

$$v_a = v - V,$$

где v — относительная скорость снаряда по каналу ствола (фиг. 5. 18).



Фиг. 5 18 Схема распределения скоростей газов при откате ствола

При линейном законе изменения скорости элементов заряда средняя скорость получится как полусумма крайних, т. е.

$$U_{ср} = \frac{-V + v_a}{2} = \frac{-V + v - V}{2} = \frac{v}{2} - V.$$

Составляя уравнение количества движения и, считая скорости, направленные в сторону движения снаряда, положительными, а в обратную — отрицательными, получим

$$-MV + \mu U_{ср} + m v_a = 0,$$

или, заменяя $U_{ср}$ и v_a их значениями через относительную скорость снаряда v, имеем

$$-MV + \mu\left(\frac{v}{2} - V\right) + m(v - V) = 0,$$

откуда получаем зависимость V отката от относительной скорости снаряда v.

$$V = \frac{m + \frac{\mu}{2}}{M + m + \mu} v.$$

Подставляя в выражение для L_5 значение V, имеем

$$L_5 = \frac{MV^2}{2} = \frac{M}{2} \frac{\left(m + \frac{1}{2}\mu\right)^2}{(M + m + \mu)^2} v^2 = \frac{Mm^2}{2M^2} \frac{\left(1 + \frac{1}{2}\frac{\mu}{m}\right)^2}{\left(1 + \frac{m}{M} + \frac{\mu}{M}\right)^2} v^2 =$$

$$= \frac{m}{M} \frac{\left(1 + \frac{1}{2}\frac{\mu}{m}\right)^2}{\left(1 + \frac{m}{M} + \frac{\mu}{M}\right)^2} \frac{mv^2}{2}.$$

Заменяя массы весами, получаем

$$L_5 = \frac{q}{Q_0} \frac{\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{q}\right)^2}{\left(1+\frac{q}{Q_0}+\frac{\omega}{Q}\right)^2} \frac{mv^2}{2}.$$

Множитель при $\frac{mv^2}{2}$ и есть коэффициент k_5:

$$k_5 = \frac{q}{Q_0} \frac{\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{q}\right)^2}{\left(1+\frac{q}{Q_0}+\frac{\omega}{Q_0}\right)^2}.$$

Коэффициент k_5 в основном зависит от отношения веса снаряда q к весу откатных частей Q_0; второй множитель вносит лишь некоторые небольшие изменения в это отношение. Для практики можно брать приближенное выражение. Так как $\frac{q}{Q_0}+\frac{\omega}{Q_0}$, а также $\frac{1}{4}\left(\frac{\omega}{q}\right)^2$ малы и приблизительно равны между собой, то

$$k_5 \approx \frac{q}{Q_0}\left(1+\frac{\omega}{q}\right).$$

Если выразить $U_{\text{ср}}$ через абсолютную скорость снаряда v_a, то получим

$$-MV+\mu\left(\frac{v_a-V}{2}\right)+mv_a=0,$$

откуда получаем выражение для скорости отката через абсолютную скорость снаряда v_a:

$$V=\frac{m+\frac{1}{2}\mu}{M+\frac{1}{2}\mu}v_a=\frac{q\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{q}\right)}{Q_0\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{Q_0}\right)}v_a=iv_a.$$

Коэффициент k_5, характеризующий относительную работу отката, для гаубиц больше, чем для пушек, так как при том же калибре и весе снаряда вес откатных частей Q_0 гаубицы значительно меньше, чем пушки того же калибра:

$$v=(1+i)v_a; \qquad v_{\text{д}}=(1+i)v_{a\,\text{д}}.$$

По данным П. Н. Шкворникова *, для пулеметов $i=0{,}0015$, для противотанкового оружия 0,0030; для пушек 0,01÷0,02, для гаубиц 0,03÷0,035.

* П Н Шкворников, К вопросу о движении пороховых газов в заснарядном пространстве, «Известия Артакадемии», т 44, 1945

Суммарный учет второстепенных работ

Произведя исследование второстепенных работ и определив для каждой из них общее выражение в виде

$$L_i = k_i \frac{mv^2}{2} = k_i L_1,$$

можно составить аналитическое выражение для суммы всех работ в уравнении баланса энергии (5. 3):

$$\frac{f\omega}{\theta}\psi - \frac{ps(l_\psi + l)}{\theta} = \sum L_i,$$

причем

$$\sum L_i = L_1(1 + k_2 + k_3 + k_4 + k_5).$$

Сумма, стоящая в скобках, обычно обозначается через φ:

$$\varphi = 1 + k_2 + k_3 + k_4 + k_5,$$

или

$$\varphi = 1 + \left(\frac{\rho}{r}\right)^2 \operatorname{tg}^2\alpha + \left(\frac{\rho}{r}\right)^2 \nu \operatorname{tg}\alpha + \frac{1}{3}\frac{\omega}{q} + \frac{q}{Q_0}\left(1 + \frac{\omega}{q}\right). \qquad (5.17)$$

Таким образом полная внешняя учитываемая работа, совершенная газами при выстреле,

$$\sum L_i = \frac{\varphi m v^2}{2},$$

где φ — коэффициент, учитывающий второстепенные работы.

Вычислив φ, можно в дальнейшем в преобразованиях при решении основной задачи пиродинамики не писать в правой части сумму работ $L_1 \ldots L_5$, а заменить их выражением $\varphi mv^2/2$. Коэффициент φ называется коэффициентом учета второстепенных работ. Он растет с увеличением относительного веса заряда ω/q.

В тех случаях, когда неизвестны конструктивные данные о нарезах орудия, φ вычисляют по упрощенным формулам.

Например, проф. В. Е. Слухоцкий * дает для φ следующее общее выражение:

$$\varphi = K + \frac{1}{3}\frac{\omega}{q},$$

где K — сумма всех k_i, кроме k_4, отдельно выраженного через $\frac{1}{3}\frac{\omega}{q}$. Значение K меняется в зависимости от типа орудия:

* В Е Слухоцкий, Производительность зарядов, «Известия Артакадемии», т. 18, 1934

	K
гаубицы	1,06
пушки средней мощности	1,04÷1,05
пушки большой мощности	1,03
стрелковое оружие	1,10

Разница в коэффициенте K для пушек и гаубиц получается, главным образом, за счет работы отката (коэффициент k_5).

Французский ученый Сюго * дает для φ выражение

$$\varphi = 1{,}05\left(1+\frac{1}{4}\,\frac{\omega}{q}\right).$$

Более обоснованной теоретически следует считать формулу

$$\varphi = K + b_{4\text{ср}}\,\frac{\omega}{q},$$

где K — то же, что и в формуле В. Е. Слухоцкого, а $b_{4\text{ср}} = f(\Lambda, \chi)$ — берут по табл. 5. 1 (см. стр. 352).

5.5. ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУ ДАВЛЕНИЕМ НА ДНО КАНАЛА И НА ДНО СНАРЯДА

При движении снаряда давление в заснарядном пространстве неодинаково в различных его сечениях, так как газы находятся не в состоянии покоя, а движутся с различными скоростями.

Чтобы найти величины давления на дно снаряда и дно канала ствола, рассмотрим два сечения заснарядного пространства — у дна канала и у дна снаряда — и составим уравнения движения для масс, находящихся по одну сторону (вправо) от этих сечений.

Тогда под действием силы $p_{\text{сн}}s$ снаряд с массой m получит ускорение j. Уравнение движения для сечения у дна снаряда с учетом сил сопротивления примет вид

$$p_{\text{сн}}s = \varphi_1 mj.$$

Для сечения у дна каморы давление газов $p_{\text{дн}}$ сообщает ускорение не только снаряду, но и всей массе газа, находящейся вправо от этого сечения, между дном канала и дном снаряда. Поэтому уравнение движения для этого сечения напишется в виде

$$p_{\text{дн}}s = \varphi_1 mj + \mu j_{\text{з}},$$

где μ — масса газов заряда (включая и не сгоревший еще порох);
$j_{\text{з}}$ — среднее ускорение заряда, движущегося с изменяющимися скоростями от слоя к слою.

* Сюго, Внутренняя баллистика, под редакцией проф. И. П. Граве, изд. Артакадемии им. Дзержинского, 1929.

Разделив почленно эти равенства, получим

$$p_{дн}=p_{сн}\left(1+\frac{\mu j_э}{\varphi_1 m j}\right)=p_{сн}\left(1+\frac{j_э\omega}{j\varphi_1 q}\right).$$

Отношение ускорений заряда и снаряда зависит от той гипотезы, которая принимается относительно распределения массы заряда в заснарядном пространстве, и от закона изменения ускорений в различных сечениях.

При линейном законе изменения скорости газов отношение $j_э/j=\xi$ равно 0,5, и эта величина, обычно называвшаяся коэффициентом Пиобера, принимается в большинстве курсов и учебников.

Более подробно распределение давления газов в заснарядном пространстве освещено у проф. И. П. Граве и в работе доц. П. Н. Шкворникова, давшего решение этой задачи на основе общепринятых допущений в газодинамике относительно движения газа при одинаковой плотности смеси газа и несгоревшего пороха. Все зависимости выводятся из основных уравнений движения пороховых газов и горящего заряда, которые, в свою очередь, получаются из общих уравнений газодинамики для одномерного неустановившегося движения газов.

Те же зависимости можно получить упрощенным путем, использовав связь между скоростью отката и абсолютной скоростью снаряда с учетом сил сопротивления при движении снаряда:

$$\left(M+\frac{1}{2}\mu\right)V=\left(\varphi_1 m+\frac{1}{2}\mu\right)v_a,$$

или

$$M\left(1+\frac{1}{2}\frac{\mu}{M}\right)V=\varphi_1 m\left(1+\frac{1}{2}\frac{\mu}{\varphi_1 m}\right)v_a. \qquad (*)$$

Обозначив отношение $\dfrac{\varphi_1 m+\frac{1}{2}\mu}{M+\frac{1}{2}\mu}=i$, где i — малая величина, получим зависимость между v_a и v в виде

$$v_a=\frac{1}{1+i}v.$$

Дифференцируем уравнение (*) по времени.

Имея в виду, что

$$M\frac{dV}{dt}=sp_{дн} \quad \text{и} \quad \varphi_1 m\frac{dv}{dt}=sp_{сн},$$

получим

$$sp_{дн}\left(1+\frac{1}{2}\frac{\mu}{M}\right)=sp_{сн}\left(1+\frac{1}{2}\frac{\mu}{\varphi_1 m}\right).$$

Полагая, что

$$1+\frac{1}{2}\frac{\mu}{M}\approx 1,$$

находим

$$p_{дн}=p_{сн}\left(1+\frac{1}{2}\frac{\mu}{\varphi_1 m}\right)=p_{сн}\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{\varphi_1 q}\right). \qquad (5.18)$$

Это выражение является формулой Пиобера с учетом сил сопротивления движению снаряда (φ_1), предложенным П. Н. Шкворниковым.

Так как при выстреле бóльшая часть газов движется за снарядом, а меньшая — за стволом, то в каждый данный момент имеется сечение внутри канала ствола, в котором скорость газов равна нулю. В этом сечении на расстоянии $x_m=\frac{i}{1+i}X$ от дна канала давление получается наибольшим. Но так как отношение $\frac{i}{1+i}$ близко к нулю ($\sim 0{,}01$), то обычно считают $p_{дн}$ наибольшим давлением в канале ствола.

При выводе основного уравнения внутренней баллистики принимают допущение, что $pw=RT\omega\psi$; под давлением p понимают некоторое среднее давление $p_{ср}$, одинаковое для всех точек заснарядного пространства. Это давление называется *средним баллистическим давлением,* причем принимается, что порох горит под этим средним давлением *.

Связь между этим средним давлением p и давлением на дно снаряда $p_{сн}$ дается формулой

$$p=p_{сн}\left(1+\frac{1}{3}\frac{\omega}{\varphi_1 q}\right). \qquad (5.19)$$

Разделив выражение (5.18) на (5.19), получим

$$p=p_{дн}\frac{1+\frac{1}{3}\frac{\omega}{\varphi_1 q}}{1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{\varphi_1 q}}. \qquad (5.20)$$

Умножим обе части равенства (5.19) на φ_1:

$$\varphi_1 p=p_{сн}\left(\varphi_1+\frac{1}{3}\frac{\omega}{q}\right)=p_{сн}(\varphi-k_5)\approx p_{сн}\varphi,$$

откуда

$$\frac{p}{\varphi}=\frac{p_{сн}}{\varphi_1} \text{ или } \frac{p_{сн}}{p}=\frac{\varphi_1}{\varphi}. \qquad (5.21)$$

* В дальнейшем среднее давление обозначаем без индекса «ср».

В таком случае уравнение движения снаряда можно написать или в виде

$$\varphi_1 m \frac{dv}{dt} = s p_{\text{сн}},$$

или в виде

$$\varphi m \frac{dv}{dt} = s p,$$

где φ — полный коэффициент учета второстепенных работ;

$$\varphi_1 = 1 + k_2 + k_3.$$

Этот очень важный вывод позволяет как в основном уравнении энергии

$$ps(l_\psi + l) = f\omega\psi - \frac{\theta\varphi m v^2}{2},$$

так и в уравнении движения снаряда

$$ps = \varphi m \frac{dv}{dt}, \quad \text{или} \quad ps = \varphi m v \frac{dv}{dl},$$

величины p и φ считать одними и теми же.

Для пушек и гаубиц $\varphi_1 = 1{,}02$; для стрелкового оружия при обычных пулях 1,05; при бронебойных пулях 1,07.

Более точно формулы (5. 18) и (5. 19) с учетом влияния i можно написать так:

$$p_{\text{дн}} = p_{\text{сн}}\left[1 + \frac{1}{2}\,\frac{\omega}{\varphi_1 q}(1 - i)\right],$$

$$p = p_{\text{сн}}\left[1 + \frac{1}{3}\,\frac{\omega}{\varphi_1 q}\left(1 - \frac{i}{2}\right)\right].$$

Беря отношение этих формул для момента получения $p_{\max}$ и полагая $\varphi_1 = 1{,}02$ и $i = 0{,}02$, получим зависимость

$$p_{\max\,\text{дн}} = p_{\max\,\text{ср}}\,\frac{1 + 0{,}4804\,\dfrac{\omega}{q}}{1 + 0{,}3236\,\dfrac{\omega}{q}}.$$

При наличии уширения каморы ($\chi > 1$) проф. М. С. Горохов* дает зависимость

---

* М. С Горохов, Внутренняя баллистика, изд ТГУ, 1943.

$$p_{\max дн}=p_{\max ср}\frac{1+0{,}4804\,\frac{\omega}{q}\left[1-\frac{1-\frac{1}{\chi}}{(1+\Lambda_m)^2}\right]}{1+0{,}3236\,\frac{\omega}{q}\left[1-\frac{1-\frac{1}{\chi}}{(1+\Lambda_m)^3}\right]}\approx$$

$$\approx p_{\max ср}\frac{1+0{,}1876\,\frac{\omega}{q}\left(1{,}56+\frac{1}{\chi}\right)}{1+0{,}0790\,\frac{\omega}{q}\left(3{,}096+\frac{1}{\chi}\right)},$$

где $\Lambda_m=0{,}6$.

5.6 ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ КАМОРЫ НА ПРОЦЕСС РАЗВИТИЯ ДАВЛЕНИЯ

При стрельбе из орудий с высокими начальными скоростями снаряда при больших ω/q ($v_0\geqslant 1200$ *м/сек*) наблюдаются некоторые явления, которые не имеют места в малых каморах при малых зарядах. Особенно резко проявляются эти явления в длинных и узких каморах с малым уширением ($\chi=1{,}05\div 1{,}20$) (χ иногда называют коэффициентом «бутылочности»).

1. При сгорании воспламенителя у дна каморы образуется волна уплотнения, которая движется к передней части каморы и резко повышает давление в горловине каморы у дна снаряда.

2. После того как давление при сгорании пороха повысится до величины, достаточной для врезания пояска снаряда в нарезы, начинается движение снаряда и прилегающих к его дну слоев газов, образуется волна смещения. Эта волна распространяется в направлении дна каморы со скоростью звука a_0 в образовавшихся пороховых газах при температуре, близкой к температуре горения пороха T_1 (или немного меньшей):

$$a_0=\sqrt{gkRT_1}=\sqrt{gkf}.$$

Пока эта волна смещения, или перепада давления, движется ко дну каморы, все элементы заряда, до которых она еще не дошла, горят как в постоянном объеме.

Чем длиннее камора, тем бóльшее время понадобится для движения фронта волны смещения до дна каморы, тем бóльшая часть заряда в данном месте сгорит в условиях постоянного объема, тем больше возрастет давление p_0' у дна каморы к началу движения всех газов.

Этот период постепенного воспламенения заряда и постепенного распространения волны смещения ко дну каморы можно назвать *начальным периодом* выстрела; он заканчивается к тому

моменту, когда волна смещения доходит до дна каморы и все газы придут в движение.

3. Чем длиннее камора, тем больше давление газов p_0' у ее дна к концу начального периода, тем с бо́льшего давления $p_{дн}$ и $p_{ср}$ начинается кривая p, l в начальном периоде, тем раньше и выше получается $p_{max\,дн}$ (наибольшее) и тем ближе к началу движения получаются $p_{max\,ср}$ и $p_{max\,сн}$.

При обычных допущениях $\Lambda_m \approx 0{,}6 \pm 0{,}05$.

Увеличение длины каморы при одинаковых прочих условиях вызывает подъем кривых давления в первом периоде и смещение их к началу движения ($p_{max\,ср}$ и $p_{max\,сн}$).

4. Кривая давления p, t при выстреле из орудия с короткой каморой получается совершенно плавной, так же как при теоретических расчетах.

Кривая давления p, t в очень длинных каморах имеет резко выраженный колебательный скачкообразный характер. При зарядах одной и той же марки одинакового веса давление p_{max} в длинной каморе может почти вдвое превышать давление p_{max} в короткой каморе того же объема.

Чтобы получить одинаковое давление $p_{max\,дн}$ или $p_{max\,ср}$ при одинаковом весе заряда, необходимо для длинной каморы брать более толстый порох.

5.7. УЧЕТ ТЕПЛООТДАЧИ СТЕНКАМ СТВОЛА В ОРУДИИ ПРИ ВЫСТРЕЛЕ

При выстреле часть тепловой энергии пороховых газов тратится на нагрев стенок ствола. Нагрев ствола за счет этого тепла значительно больше, чем от механических воздействий при врезании пояска в нарезы и от трения пояска снаряда о нарезы. Поэтому в дальнейшем будем учитывать только потерю тепла при непосредственном соприкосновении горячих пороховых газов со стенками канала ствола.

Для учета теплоотдачи в орудии при выстреле используется та же формула Мюраура (см. стр. 178), что и для учета теплоотдачи в бомбе, но при этом принимается во внимание постепенное возрастание охлаждающей поверхности стенки:

$$dQ = C_M S p\ dt,$$

где C_M — экспериментально найденный коэффициент, зависящий от размеров и природы пороха, а также от скорости движения газов U;

S — охлаждающая поверхность; в бомбе она постоянна, в орудии в условиях выстрела она меняется, постепенно возрастая от S_0 — поверхности каморы до $S_{кан}$ — всей поверхности канала ствола.

Зная на основе решения задачи внутренней баллистики закон изменения S и p от начала движения до момента вылета снаряда из канала ствола, Мюраур дал метод расчета величины $\Delta Q = C_M \int_0^t Sp\ dt$. Но при этом коэффициент C_M он брал из опытов в бомбе без учета влияния скорости потока газов.

В дальнейшем, переработав метод Мюраура, заменили в уравнении движения снаряда $\varphi m\ dv = sp\ dt$ величину $p\ dt$ значением $\frac{\varphi m}{s}\ dv$. Это позволило выразить величину ΔQ как функцию l и v, что удобнее для расчетов *. Влияние скорости газов можно учитывать по формуле М. А. Мамонтова **

$$\alpha = \alpha_0 \gamma\ (1 + \alpha_1 U^n),$$

где α_0 — коэффициент теплоотдачи для газов при $U_0 = 0$;
γ — плотность пороховых газов;
n — показатель степени: $n = 0{,}5 \div 1{,}0$;
α_1 — скоростной коэффициент, определяемый из опытов.
При $U = 0$ $\alpha = \alpha_0 \gamma$.

Сопоставляя формулы Мюраура и Ньютона

$$dQ = C_M Sp\ dt \text{ и } dQ = \alpha (T_г - T_{ст}) S\ dt,$$

получаем

$$C_M p = \alpha (T_г - T_{ст}) = \alpha_0 \gamma (1 + \alpha_1 U^n)(T_г - T_{ст}) =$$
$$= \alpha_0 \frac{p}{RT} (1 + \alpha_1 U^n)(T_г - T_{ст}).$$

Тогда при $U = 0$

$$C_M = \frac{\alpha_0}{RT} (T_г - T_{ст}),$$

при $U > 0$

$$C'_M = \frac{\alpha_0}{RT} (T_г - T_{ст})(1 + \alpha_1 U^n) = C_M (1 + \alpha_1 U^n),$$

где T — текущая температура пороховых газов в орудии;
$T_{ст}$ — температура стенок ствола;
$T_г$ — температура газов у стенок ствола;
R — газовая постоянная, входящая в уравнение состояния газов.

При уменьшении общей энергии пороховых газов вследствие теплоотдачи снижаются кривые давления и скоростей, а также уменьшаются p_{max} и $v_д$. При этом теплоотдача относительно мала

* М. Е Серебряков, Внутренняя баллистика, Оборонгиз, 1949, стр 220—227.
** М. А Мамонтов, Некоторые случаи течения газов, Оборонгиз, 1952

в начале движения к моменту, когда получается наибольшее давление газов p_{max}, и увеличивается по мере приближения снаряда к дульному срезу ствола.

Поэтому давление p_{max} снижается относительно немного, а начальная скорость $v_д$ убывает на значительно бóльшую величину.

После вылета снаряда в периоде последействия газов отдача тепла стенкам ствола продолжается по всей поверхности канала ствола при все время убывающем давлении.

Эта теплоотдача пропорциональна $S_{кан}\int_{t_д}^{t} p\,dt$. На результат выстрела она уже не влияет, но приводит к значительному увеличению нагрева ствола, особенно в его дульной части, где бóльшая скорость газов увеличивает теплоотдачу.

Так как теплоотдача снижает температуру пороховых газов при выстреле и тем самым понижает их работоспособность RT, то проще всего относить это понижение температуры к величине $f=RT_1$, снижая T_1 на величину ΔT и беря вместо T_1 величину $T'=T_1\left(1-\frac{\Delta T}{T_1}\right)$ и вместо f величину $f'=f\left(1-\frac{\Delta T}{T_1}\right)$.

При этом $\Delta T/T_1$ практически меняется по мере движения снаряда: она будет невелика к моменту получения p_{max} и возрастает до момента получения дульной скорости снаряда.

Чтобы учесть влияние теплоотдачи на снижение скорости снаряда и давления газов, необходимо вывести зависимость для изменения величины $\Delta T/T_1$ по мере движения снаряда.

Наиболее простым, базирующимся на экспериментальном определении $\Delta T/T_1$ и коэффициента C_M по специальным опытам в манометрической бомбе является метод Мюраура. На основе работ М. Е. Серебрякова и других авторов в метод Мюраура были внесены некоторые уточнения, благодаря которым формула для расчета величины $\Delta T/T_1$ приняла сравнительно простой вид.

Как известно (см. гл. III), уменьшение температуры пороховых газов за счет теплоотдачи в постоянном объеме выражается в виде формулы

$$\frac{\Delta T}{T_1}=\frac{C_M}{7{,}774}\,\frac{S}{\omega},$$

где $\frac{\Delta T}{T_1}$ и C_M в %;

$7{,}774\ см^2/г=\frac{S_б}{\omega}$ в опытах Мюраура.

Коэффициент C_M определяют экспериментально по времени сгорания $t_к$ в бомбе при $\Delta_1=0{,}2\ кг/дм^3$ или берут из таблицы (см. гл III стр. 179).

Если бы заряд пороха ω данной толщины сгорел только в каморе орудия W_0 с поверхностью S_0, то потеря на теплоотдачу определилась бы по формуле

$$\left(\frac{\Delta T}{T_1}\right)_0 = \frac{C_M}{7{,}774}\,\frac{S_0}{\omega}.$$

Если бы тот же заряд пороха ω данной толщины сгорел в полном объеме канала ствола с поверхностью $S_{\text{кан}}$, то

$$\left(\frac{\Delta T}{T_1}\right)_{\text{кан}} = \frac{C_M}{7{,}774}\,\frac{S_{\text{кан}}}{\omega} > \left(\frac{\Delta T}{T_1}\right)_0.$$

В действительности, так как охлаждающая поверхность увеличивается постепенно, потеря на теплоотдачу при выстреле будет находиться между этими двумя величинами $\left(\frac{\Delta T}{T_1}\right)_0$ и $\left(\frac{\Delta T}{T_1}\right)_{\text{кан}}$.

Чтобы установить характер изменения $\Delta T/T_1$ при одновременном изменении давления и постепенном увеличении охлаждающей поверхности канала S, необходимо знать изменение давления p в функции времени и изменение поверхности канала S, приращение которой пропорционально пути снаряда l.

В результате преобразования выражения Мюраура получаем

$$\left(\frac{\Delta T}{T_1}\right) = \frac{C_M}{7{,}774}\,\frac{S_0}{\omega}\,\frac{l_0 v + \int_0^v l\,dv}{l_0 v_к} = \frac{C_M}{7{,}774}\,\frac{S_0}{\omega}\,\eta; \qquad (5.22)$$

для конца движения по каналу ($v = v_д$)

$$\left(\frac{\Delta T}{T_1}\right)_д = \frac{C_M}{7{,}774}\,\frac{S_0}{\omega}\,\frac{l_0 v_д + \int_0^{v_д} l\,dv}{l_0 v_к} = \frac{C_M}{7{,}774}\,\frac{S_0}{\omega}\,\eta_д. \qquad (5.22')$$

Для вычисления этой величины достаточно иметь кривую скоростей снаряда v в функции от пути l.

Из диаграммы, представленной на фиг. 5. 19, видно, что

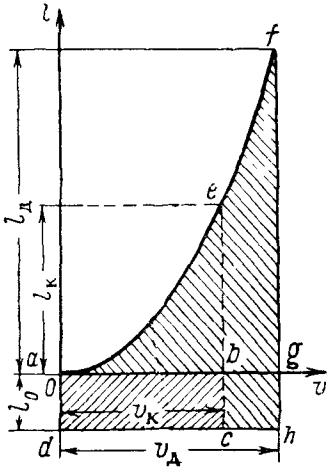
$$\eta_д = \frac{\text{площ. } Oefh\,dO}{\text{площ. } Obcd\,O} = \frac{l_0 v_д}{l_0 v_к} + \int_0^{v_д} \frac{l}{l_0}\,\frac{dv}{v_к},$$

где прямоугольник $Ogh\,d$ характеризует потерю в каморе, площадь $oefgo$ — потерю в нарезной части ствола.

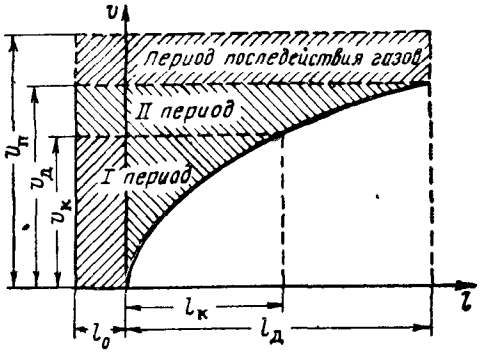
Множитель $\eta_д$ представляет собой отношение полной потери на теплоотдачу стенкам всего канала ствола с учетом того, что поверхность нарезной части вступает в действие постепенно по мере продвижения снаряда, к потере на теплоотдачу в каморе к концу горения пороха; в величину поверхности каморы включена площадь дна снаряда.

Аналогично этому коэффициент η характеризует теплоотдачу в данный момент.

При вычислении заштрихованных площадей на фиг. 5.19 независимой переменной является v, зависимой l. Если повернуть график так, чтобы получить обычную кривую скоростей v в функции от пути l, то вместо графика l, v будем иметь график v, l (фиг. 5.20), где заштрихованная площадь расположена вверх от кривой v, l.



Фиг. 5.19. Схема учета теплоотдачи в осях l, v.



Фиг. 5.20. Схема учета теплоотдачи в осях v, l.

Величины η и $\eta_д$ численно останутся те же, но вследствие изменения координат выражение для площади, стоящей в числителе, будет иное:

$$\eta = \frac{v(l_0 + l) - \int_0^l v\,dl}{v_к l_0}; \quad \eta_д = \frac{v_д(l_0 + l_д) - \int_0^{v_д} v\,dl}{v_к l_0}.$$

Принимая упрощенно кривую v, l за параболу 2-го порядка, получим

$$\int_0^l v\,dl = \frac{2}{3} vl \quad \text{и} \quad \int_0^{l_д} v\,dl = \frac{2}{3} v_д l_д.$$

Тогда

$$\eta = \frac{v\left(l_0 + \frac{1}{3} l\right)}{v_к l_0} \quad \text{и} \quad \eta_д = \frac{v_д\left(l_0 + \frac{1}{3} l_д\right)}{v_к l_0}.$$

Периметр сечения нарезной части канала больше, чем периметр гладкого цилиндра того же калибра на величину поверхности боковых граней нарезов $2nt_н$. Поэтому охлаждающую поверхность

нарезной части получают умножением гладкой поверхности на коэффициент

$$\xi_1 = 1 + \frac{2nt_н}{\pi d}.$$

Практически величина ξ_1 равна 1,2÷1,4.

Подставляя это значение в предыдущие выражения, получим

$$\eta = \frac{v}{v_к}\left(1 + \frac{\xi_1}{3}\frac{l}{l_0}\right) = \frac{v}{v_к}\left(1 + \frac{\xi_1}{3}\Lambda\right) \quad \text{и} \quad \eta_д = \frac{v_д}{v_к}\left(1 + \frac{\xi_1}{3}\Lambda_д\right),$$

где

$$\Lambda = \frac{l}{l_0}, \quad \Lambda_д = \frac{l_д}{l_0}, \quad \Lambda_m = \frac{l_m}{l_0}.$$

Тогда полная формула понижения температуры от потери энергии на теплоотдачу примет вид

для текущего момента

$$\left(\frac{\Delta T}{T_1}\right) = \frac{C_M}{7{,}774}\frac{S_0}{W_0}\frac{1}{\Delta}\frac{v}{v_к}\left(1 + \frac{\xi_1}{3}\Lambda\right), \tag{5.23}$$

для момента получения p_{max}

$$\left(\frac{\Delta T}{T_1}\right)_m = \frac{C_M}{7{,}774}\frac{S_0}{W_0}\frac{1}{\Delta}\frac{v_m}{v_к}\left(1 + \frac{\xi_1}{3}\Lambda_m\right), \tag{5.23'}$$

для дульного среза

$$\left(\frac{\Delta T}{T_1}\right)_д = \frac{C_M}{7{,}774}\frac{S_0}{W_0}\frac{1}{\Delta}\frac{v_д}{v_к}\left(1 + \frac{\xi}{3}\Lambda_д\right). \tag{5.23''}$$

Величину S_0/W_0 можно рассчитать по ранее выведенной величине относительной поверхности сплошного цилиндра:

$$\frac{S_0}{W_0} = \frac{\varkappa}{e_1} = \frac{2+\beta}{D_{кам}/2} = \frac{2 + \dfrac{D}{l_{кам}}}{D_{кам}/2} = \frac{4}{D_{кам}} + \frac{2}{l_{кам}}.$$

Так как

$$D_{кам} = d\sqrt{\chi}, \quad l_{кам} = l_0/\chi,$$

где $D_{кам}$ — средний диаметр каморы, то

$$\frac{S_0}{W_0} = \frac{4}{d\sqrt{\chi}} + \frac{2\chi}{l_0} = \frac{1}{d}\left(\frac{4}{\sqrt{\chi}} + 2\chi\frac{a}{l_0}\right),$$

где d и l_0 в *см*.

Определяющим размером в этой формуле является калибр орудия d, чем меньше калибр, тем больше потеря на теплоотдачу

и Δ Потеря на теплоотдачу растет также с уменьшением плотности заряжания (малые заряды гаубиц, минометы).

C_M растет с увеличением толщины пороха $2e_1$.

Сравнение формул (5 23′) и (5 23″) показывает, что

$$\left(\frac{\Delta T}{T_1}\right)_{\text{д}} : \left(\frac{\Delta T}{T_1}\right)_m = k_m = \frac{v_{\text{д}}}{v_m} \frac{1+\frac{\xi}{3}\Lambda_{\text{д}}}{1+\frac{\xi}{3}\Lambda_m}.$$

Для отечественных систем $\Lambda_m \approx 0{,}6 \approx \text{const}$; при $\Lambda_{\text{д}} = 6{,}0$ $\frac{v_{\text{д}}}{v_m} \approx 2{,}5$. Тогда отношение $\frac{1+\frac{1{,}4}{3}\Lambda_{\text{д}}}{1+\frac{1{,}4}{3}\Lambda_m} = \frac{3{,}8}{1{,}28} \approx 3{,}0$

и

$$k_m = 3 \cdot 2{,}5 = 7{,}5.$$

Следовательно, при $\Lambda_{\text{д}} = 6{,}0$, $C_M^{\bullet} = \text{const}$ и $\alpha = \text{const}$ теплоотдача к моменту вылета снаряда в 7,5 раза больше, чем теплоотдача к моменту получения $p_{\max}$.

Как указывалось выше, величина $\frac{\Delta T}{T_1}$ % вводится в виде поправки к силе пороха:

$$f' = f\left(1 - \frac{\Delta T}{T_1}\right). \qquad (5.24)$$

Эта поправка $\Delta T/T_1$ будет мала при расчете $p_{\max}$ (фактически ее можно не вводить); она может достигать значительной величины к моменту вылета снаряда. Поэтому теплоотдача сказывается на понижении дульной скорости, особенно для стрелкового оружия малого калибра.

Так как коэффициент теплоотдачи α растет с увеличением скорости газов, омывающих нарезную часть канала ствола, соответственно увеличивают и коэффициент C_M.

В стрелковом оружии, где теплоотдача наибольшая вследствие малости d, для совпадения данных баллистического расчета с опытными коэффициент C_M в среднем должен быть увеличен в 1,5—2 раза.

Если учитывать потери на теплоотдачу не косвенно, уменьшая силу пороха $f_1 = RT_1$, а определять непосредственно количество отданного стенкам тепла $Q_{\text{т}}$, то в энергетическое уравнение общего вида надо добавить член $EQ_{\text{т}}$, учитывающий потерю тепла

Тогда

$$\frac{f\omega\psi}{\theta} = \frac{p(W_\psi + sl)}{\theta} + \frac{\varphi m v^2}{2} + EQ_{\text{т}}.$$

При этом вводить поправку на теплоотдачу, увеличивая коэффициент φ, нельзя, так как возрастает p_{max} и уменьшается $v_д$, а теплоотдача, хотя и в разной степени, уменьшает и p_{max} и $v_д$.

Некоторые авторы предлагают учитывать теплоотдачу увеличением показателя θ, что аналогично уменьшению силы пороха f.

В этом случае уравнение баланса энергии можно написать в виде

$$E\bar{C}_w(1-\varepsilon)(T_1-T_д)=\frac{\varphi m v_д^2}{2\omega}, \qquad (5.25)$$

где ε — относительная часть тепловой энергии, затраченной на нагрев стенок ствола и неиспользованной для сообщения снаряду движения.

Показатель θ можно представить как

$$\theta_1=\frac{R}{E\bar{C}_w(1-\varepsilon)}.$$

И так как $1-\varepsilon<1$, то величина θ_1 с учетом теплоотдачи больше величины $\theta=R/E\bar{C}_w$ без учета теплоотдачи.

До сих пор речь шла об учете влияния теплоотдачи на результаты выстрела, т. е. на снижение p_{max} и $v_д$ вследствие уменьшения части энергии за счет нагрева стенок; теплоотдача продолжается и в периоде последействия. Для расчета ее к площади над кривой скоростей v, l, которая учитывает теплоотдачу за время движения снаряда по каналу, надо прибавить площадь прямоугольника, имеющего основанием всю длину канала, а высотой величину

$$v_п-v_д=\frac{s}{\varphi m}\int_{t_д}^{t_д+t_п} p\,dt, \qquad (5.26)$$

где $t_п$ — время всего выстрела до конца периода последействия газов на ствол;

$t_д$ — время выстрела до вылета снаряда из канала ствола,

p — давление в функции времени в периоде последействия;

$v_п-v_д$ — прирост скорости, который получился бы за период последействия при вычислении по формуле (5.26).

Такая полная площадь над кривой v, l и над каморой имеет значение для расчета нагрева ствола в различных его сечениях. Так как толщина стенок ствола у дульного среза невелика, то нагрев их, когда тепло распространится на всю толщину, может быть не меньше, чем нагрев казенной части.

Расчеты показывают, что условный прирост скорости $v_п-v_д$ составляет около 40% $v_д$. Следовательно, высота прямоугольника над кривой v, l (см. фиг. 5.20) составляет 40% ординаты $v_д$.

Дульная часть ствола нагревается, главным образом, за счет теплоотдачи в периоде последействия газов и тем больше, чем ближе к дульному срезу; в результате получается легкая конусность ствола раструбом наружу. Вследствие этого при последующих выстрелах снаряд вылетает с бо́льшими, чем обычно, колебаниями и летит менее правильно. И хотя начальная скорость v_0 от выстрела к выстрелу меняется очень слабо, но дальность полета снарядов постепенно падает, получается «сползание» траекторий. Отсюда возникает вопрос об установлении «режима огня» для каждого орудия в зависимости от его конструктивных и баллистических данных.

Глава VI

ПЕРИОД ПОСЛЕДЕЙСТВИЯ ГАЗОВ НА СНАРЯД И СТВОЛ

После вылета снаряда из канала ствола начинается истечение пороховых газов, продолжающих воздействовать на снаряд до достижения им максимальной скорости. Этот процесс носит название периода последействия газов на снаряд. Истекающие из канала ствола газы оказывают также воздействие и на ствол, увеличивая скорость его отката.

Исследование закономерностей явления истечения газов из канала оружия позволяет дать исходные данные для проектирования лафетов, автоматики, дистанционных трубок и взрывателей. Изучению этого явления посвящены работы многих отечественных и иностранных авторов.

К моменту вылета снаряда из канала ствола на него действует сила $sp_{\text{сн.д}}$, на ствол $-sp_{\text{дн.д}}$, причем $p_{\text{дн.д}} = p_{\text{сн.д}}\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{\varphi_1 q}\right)$.

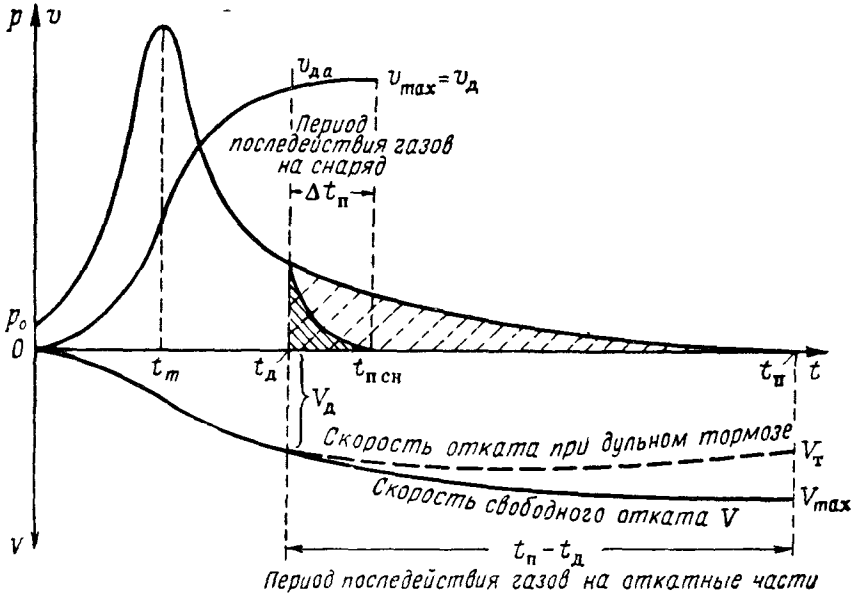
В этот момент скорость снаряда равна $v_{a\,\text{д}}$ (дульная абсолютная скорость); скорость отката в тот же момент $V_{\text{д}}$ связана с абсолютной скоростью снаряда $v_{a\,\text{д}}$ зависимостью

$$V_{\text{д}} = \frac{q+\frac{1}{2}\omega}{Q_0} v_{a\,\text{д}}.$$

Дульное давление, при котором начинается истечение газов из канала ствола $p_{\text{д}}$, может иметь величину 300÷1000 *кг/см*^{2}. Вытекая с большой скоростью за снарядом, струя пороховых газов на некотором расстоянии от дульного среза продолжает действовать на снаряд и увеличивает его скорость от величины $v_{a\,\text{д}}$ до максимальной $v_{\max}$. Эта наибольшая скорость получается на некотором расстоянии $l_{\text{п}}$ от дульного среза (20—40 калибров); увеличение скорости снаряда $v_{\max} - v_{a\,\text{д}}$ составляет 0,5÷2%.

Кривые изменения скорости снаряда и скорости отката в периоде последействия изображены на фиг. 6. 1.

Одновременно с действием газов на снаряд на дно канала ствола действует сила реакции газов, вытекающих из канала ствола. За время полного истечения газов из канала ствола скорость отката увеличивается от величины $V_д$ в момент вылета снаряда до V_{max}, на 20—30% превышающей скорость отката $V_д$



Фиг 6 1 Период последействия пороховых газов

Чтобы найти увеличение скоростей снаряда и ствола за период последействия газов, необходимо знать закон истечения газов и характеристики режима истечения. Это позволит определить закон изменения давления на дно снаряда и дно канала во времени

В самом деле, для снаряда

$$m(v_{max} - v_{а\,д}) = s\int_{t_д}^{t_{п\,сн}} p_{сн}\,dt$$

или

$$v_{max} = v_{а\,д} + \frac{s}{m}\int_{t_д}^{t_{п\,сн}} p_{сн}\,dt = v_{а\,д} + \frac{s}{m}\,p_{сн.ср}\,\Delta t_{п\,сн}, \qquad (6.1)$$

где $t_{п\,сн}$ — время от начала движения снаряда до конца последействия газов на снаряд;

$\Delta t_{\text{п сн}} = t_{\text{п сн}} - t_{\text{д}}$ — время воздействия газов на дно снаряда в периоде последействия;

$p_{\text{сн ср}}$ — среднее давление газов на дно снаряда за это же время.

Чтобы определить увеличение скорости откатных частей за период последействия газов на ствол, надо знать закон изменения давления на дно канала и силу реакции истекающих газов.

По закону механики приращение количества движения откатных частей равно импульсу силы реакции R

$$\frac{Q_0}{g}(V_{\max} - V_{\text{д}}) = \int_{t_{\text{д}}}^{t_{\text{п ств}}} R\,dt,$$

где время последействия газов на ствол $\Delta t_{\text{п ств}} = t_{\text{п ств}} - t_{\text{д}}$ отсчитывается от момента вылета снаряда $t_{\text{д}}$. Отсюда

$$V_{\max} = V_{\text{д}} + \frac{g}{Q_0}\int_{t_{\text{д}}}^{t_{\text{п ств}}} R\,dt. \qquad (6.2)$$

6 1 ПОСЛЕДЕЙСТВИЕ ГАЗОВ НА СТВОЛ ТЕОРИЯ СВОБОДНОГО ОТКАТА СТВОЛА БЕЗ ДУЛЬНОГО ТОРМОЗА

Анализ физической картины истечения газов из ствола

Обычно в газодинамике рассматривается установившееся течение газа через малое отверстие в стенке сосуда, имеющего большой объем и большое поперечное сечение. При применении такой схемы, иногда не соответствующей реальным случаям артиллерийской практики (истечение газов из канала ствола или через зазор между миной и каналом миномета, истечение газов через сопла безоткатных орудий и др.), удается получить подбором некоторых коэффициентов согласования расчетных данных с результатами опытов в довольно широких пределах. Однако это не устраняет принципиальной неточности подобных решений и не дает правильного представления о действительной картине процесса истечения газов из канала ствола после вылета снаряда.

Ниже приводится анализ физической картины процесса истечения газов из канала ствола орудия, проведенный проф. М. А. Мамонтовым *, в котором он впервые рассматривает и дает теоретические основы истечения газа из цилиндрического сосуда через отверстие, равное его поперечному сечению.

Эта теория имеет особое значение для расчета газоотводных устройств автоматического оружия, так как скорость подвижного

* М А Мамонтов, Некоторые случаи течения газов, Оборонгиз, 1951.

звена газоотводных устройств почти полностью создается в период последействия газов.

Как известно, общепринятые в газодинамике зависимости выведены для случая истечения газа из большого сосуда через малое отверстие; эти выводы основаны на некоторых допущениях, в частности:

а) общий объем газа в сосуде состоит из двух зон: зоны малоподвижного газа и зоны образования потока газа, непосредственно прилегающей к отверстию;

б) скорость газа в самом сосуде пренебрежимо мала по сравнению со скоростью газа в отверстии;

в) быстрое нарастание скорости в струе, образующейся около отверстия, происходит в результате резкого уменьшения ее сечения и соответствующего резкого понижения давления в ней,

г) скорость изменения параметров газа в сосуде во времени пренебрежимо мала по сравнению со скоростью их изменения вдоль струи газа, входящей в отверстие, вследствие чего течение газа около отверстия можно принять установившимся.

В отличие от истечения газа из большого сосуда через малое отверстие истечение порохового газа из канала ствола через дульное отверстие характеризуется следующими особенностями *.

1. Вследствие равенства сечений канала ствола и дульного среза никакого разграничения общего объема газа канала оружия на зону малоподвижного газа и зону образования струи провести невозможно; весь объем канала ствола представляет собой зону образования потока газа.

2. Скорость течения газа в канале оружия (за исключением сечений, примыкающих к дну канала ствола) не является пренебрежимо малой и вполне соизмерима со скоростью газа в дульном отверстии.

3. Вследствие постоянства сечений потока в канале нет условий для резкого нарастания скорости газа вблизи дульного среза и, следовательно, для резкого изменения плотности и давления газа в дульной части канала, как это наблюдается в зоне образования потока при истечении газа из большого сосуда через малое отверстие.

4. Наличие течения газа во всем объеме канала, хотя и с разными скоростями, но соизмеримыми со скоростью течения газа в дульном срезе, не позволяет вводить какое-либо начальное давление в потоке, аналогичное давлению в неподвижной или малоподвижной зоне сосуда, как это принимается при истечении газа из большого сосуда через малое отверстие Давление газа при ускоренном его движении вдоль всего канала будет различно в разных сечениях канала. Этот фактор имеет большое практическое значе-

* М А Мамонтов, Некоторые случаи течения газов, Оборонгиз 1951.

ние при отводе газа через боковое отверстие в стенке канала с газоотводными автоматическими устройствами.

5. Равенство сечений канала и дульного отверстия превращает весь объем канала в зону образования потока газа, что одновременно обеспечивает весьма быстрое опорожнение канала ствола.

При указанных условиях скорость изменения параметров газа в канале во времени не является пренебрежимо малой по сравнению со скоростью изменения параметров газа в его перемещении вблизи дульного среза.

Поэтому течение газа в канале не может рассматриваться как установившееся.

О скорости течения порохового газа в дульном срезе

Величина и закон изменения скорости порохового газа в дульном сечении являются основным фактором, определяющим его истечение из канала оружия

К моменту вылета снаряда из канала ствола пороховые газы, находящиеся в канале, имеют в разных сечениях канала различные скорости движения от нуля у дна канала и до скорости, равной скорости снаряда в слое, прилегающем к дну снаряда. В дальнейшем принимаем, что скорость газа в различных сечениях канала как перед вылетом снаряда, так и после вылета изменяется по линейному закону.

В первый момент после вылета снаряда скорость первых слоев газа, выходящих через дульный срез, будет равна скорости снаряда.

Изменение скорости порохового газа в дульном сечении в последующие моменты зависит от соотношения между скоростью снаряда, скоростью газов в прилегающих к нему слоях в момент вылета и скоростью звука в этих слоях. При этом могут быть три случая.

① Скорость движения газов в слоях, подходящих к дульному срезу в момент вылета снаряда, равна скорости звука.

② Скорость движения газовых слоев, подходящих к дульному срезу в момент вылета снаряда, меньше скорости звука в этих слоях.

③ Скорость газовых слоев, подходящих к дульному срезу в момент вылета снаряда, больше скорости звука в этих слоях.

В первом случае при истечении порохового газа через дульное отверстие после вылета снаряда можно отметить следующее:

1. Так как сечение потока газа в канале оружия не изменяется, то не изменяется состояние газа в потоке, т. е. условия движения газа в канале оружия принципиально отличаются от условий движения при истечении газа из большого сосуда через малое отверстие.

2. В сечениях канала, прилегающих к дульному срезу, где скорость газа равна скорости звука, в состоянии газа не происходит никаких изменений, так как скорость газа в этих сечениях очень мало отличается от скорости газа в дульном срезе.

Следовательно, никакого особого состояния газа в дульном отверстии и так называемого *«критического истечения»* порохового газа через дульное отверстие *не наблюдается.* Такую фазу, при которой скорость истечения газа равна скорости звука в этих слоях, называют *основной* или *стабильной* фазой.

Во втором случае, когда скорость движения газов, подходящих к дульному срезу, меньше скорости звука, создается ускоренное движение как в этих слоях, так и в остальной части объема канала ствола. Этот процесс будет иметь колебательный характер и продолжаться до тех пор, пока скорость элементов потока газов в дульном срезе не окажется равной местной скорости звука.

После достижения такой скорости газа в дульном отверстии дальнейший процесс истечения будет иметь стабильный характер, как и в первом случае.

В третьем случае, когда скорость движения газовых слоев, подходящих к дульному срезу, больше скорости звука, газы в начальной фазе истечения будут *двигаться по инерции,* сохраняя скорость, которую они имели в момент вылета снаряда из канала ствола. Такая *инерционная фаза* процесса истечения газов будет продолжаться до тех пор, пока скорость элементов потока, вступающих в дульный срез, не окажется равной местной скорости звука. С этого момента процесс истечения переходит в основную стабильную фазу истечения.

Таким образом, во втором и третьем случаях процесс истечения газов через дульный срез разделяется на две фазы: начальную (колебательную или инерционную) и основную

В начальной фазе скорость газа в дульном срезе $v_{д0}$ меняется от дульной скорости снаряда $v_д$ до скорости, равной местной скорости звука $a_{д0}$. В колебательной фазе скорость газа меняется, увеличиваясь от $v_д$ до $a_{д0}$, в инерционной фазе скорость газов в дульном срезе уменьшается от $v_д$ до $a_{д0}$.

В связи с большой сложностью явления течения порохового газа в начальной фазе процесса истечения через дульный срез, в настоящее время не удается дать исчерпывающий анализ физической картины этого процесса и получить точные зависимости для рассматриваемого явления. Поэтому метод проф. М. А. Мамонтова дает только приближенные зависимости, основанные на некоторых допущениях.

Для колебательной фазы определяют только конечное среднее состояние газа в конце ее, т. е. в начале стабильной фазы. Для упрощения задачи допускают, что колебательная фаза протекает мгновенно, так как разность между дульной скоростью снаряда и скоростью звука в газе в момент вылета снаряда невелика.

Вместе с тем принимают, что плотность газа в канале ствола в данный момент постоянна ($\gamma_x = \text{const}$). При таком условии внешняя кинетическая энергия потока газа в канале оружия будет равна

$$L_4 = \frac{1}{3}\,\frac{\omega v_{д0}^2}{2g} = \frac{1}{6}\,\mu v_{д0}^2.$$

Это соответствует также допущению, что скорость газов в канале ствола меняется от 0 до $v_д$ по линейному закону.

По основному уравнению термодинамики при отсутствии подвода тепла изменение внутренней энергии газа $E\,dU = -dL$, где dL — работа газа, производящая увеличение его кинетической энергии в канале.

Отсюда имеем

$$Ec_w \omega\, dT = -d\left(\frac{1}{6}\,\frac{\omega}{g}\,v_{д0}^2\right),$$

или

$$Ec_w\, dT = -\frac{1}{6g}\,d\,(v_{д0}^2), \tag{6.3}$$

где T — средняя температура в канале ствола в данный момент Интегрируя уравнение (6.3) от $T_д$ до T_0 (где $T_д$ и T_0 — средние температуры порохового газа в канале в момент вылета снаряда из канала ствола и в конце колебательной фазы) и от $v_д$ до $v_{д0} = a_{д0}$ (где $v_{д0}$ — скорость газа в дульном срезе в конце колебательной фазы, равная скорости звука $a_{д0}$ в дульном отверстии в тот же момент), получим

$$\frac{a_0^2}{6g} - \frac{v_д^2}{6g} = Ec_w\,(T_д - T_0). \tag{6.4}$$

Так как

$$a_0 = \sqrt{gk\frac{p_0}{\gamma_д}}\,,\quad T_д = \frac{1}{R}\,\frac{p_д}{\gamma_д}\,,\quad T_0 = \frac{1}{R}\,\frac{p_0}{\gamma_д}\,,\quad Ec_w = \frac{R}{\theta}\,,$$

то после подстановки этих выражений в уравнение (6.4) получим

$$\frac{1}{6}\,k\,\frac{p_0}{\gamma_д} - \frac{1}{6g}\,v_д^2 = \frac{1}{\theta}\left(\frac{p_д}{\gamma_д} - \frac{p_0}{\gamma_д}\right)$$

или

$$p_0 = \frac{p_д + \dfrac{k-1}{6}\,\dfrac{\gamma_д}{g}\,v_д^2}{1 + k\dfrac{k-1}{6}}\,, \tag{6.5}$$

где p_0 — среднее давление в стволе в конце колебательной фазы истечения;

$p_д$ — то же в момент вылета снаряда из канала ствола;

$\gamma_д$ — удельный вес газа в канале ствола в колебательной фазе.

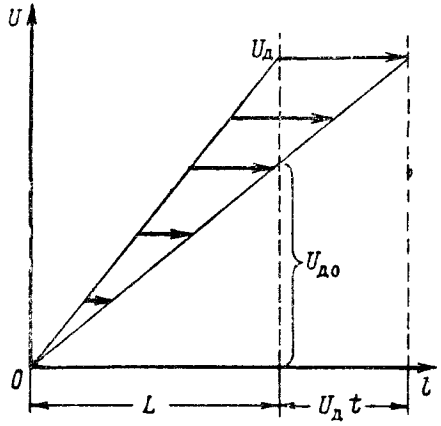
Величины p_0, a_0, $\gamma_д$, T_0 одновременно соответствуют началу стабильной фазы истечения.

В инерционной фазе, когда дульная скорость снаряда больше скорости звука в газах ($v_д > a_0 = U_{д0}$), все элементы потока газов движутся не меняя своей скорости. Следовательно, давление газа во всех элементах потока одинаково:

$$p_{дн} = p_{д0} = p$$

и соответственно

$$\gamma_x = \text{const}.$$



Фиг. 6. 2. Изменение скоростей газа за инерционную фазу.

Для этой фазы принимается допущение, что снаряд, пройдя дульный срез, продолжает движение с постоянной скоростью в фиктивно удлиненной части ствола (фиг. 6.2). Тогда слои газа, пройдя за снарядом дульный срез, будут двигаться с теми же скоростями, с которыми они двигались в момент вылета снаряда из канала.

При таком представлении можно выразить скорость элементов потока газов в дульном срезе в функции от времени. Из геометрических соотношений имеем

$$\frac{U_{д0}}{U_д} = \frac{L}{L + U_д t} \quad \text{или} \quad U_{д0} = \frac{U_д}{1 + \frac{U_д}{L} t},$$

где L — длина канала ствола от дна канала до дульного среза.

Изменение давления в инерционной фазе находят из выражения (вывод опускаем)

$$\frac{p}{p_д} = \frac{(Ls)^k}{(Ls + U_д st)^k} = \frac{1}{\left(1 + \frac{U_д}{L} t\right)^k} = \frac{1}{z^k}, \tag{6.6}$$

где

$$z = 1 + \frac{U_д}{L} t;$$

для конца инерционной фазы

$$p_0 = \frac{p_д}{z_0^k} = p_д \left(\frac{a_д}{U_д}\right)^{\frac{2k}{3-k}},$$

где p_0 — среднее давление в канале в конце инерционной фазы;

$$z_0 = 1 + \frac{U_д}{L} t_0.$$

Продолжительность инерционной фазы

$$t_0 = \frac{L}{U_д}\left[\left(\frac{U_д}{a_д}\right)^{\frac{2}{3-k}} - 1\right]. \qquad (6.7)$$

Изменение среднего давления в канале оружия в основной фазе периода последействия

После окончания начальных фаз — колебательной или инерционной — для всех трех случаев наступает основная фаза периода последействия газов на ствол, характеризуемая тем, что скорость истечения газов равна местной скорости звука без резкого изменения состояния газов в элементах струи около выходного отверстия.

К началу основной фазы состояние газа характеризуют следующие параметры:

а) температура газов, их плотность и удельный объем во всем объеме канала в данный момент одинаковы:

$$T_x = T = \text{const}; \quad \gamma_x = \gamma = \text{const}; \quad w_x = w = \text{const},$$

где x — расстояние данного сечения от дна канала ствола;

б) скорость истечения газов через дульный срез $U_{д0}$ равна местной скорости звука:

$$a_{д0} = \sqrt{gkp_{д0}w_{д0}},$$

где $p_{д0}$ и $w_{д0}$ — соответственно давление и удельный объем газа в дульном сечении потока газов:

$$w_{д0} = \frac{W_{кан}}{\omega} = \frac{\Lambda_д + 1}{\Delta}.$$

В этот момент среднее давление в канале

$$p_0 = p_{д0}\left(1 + \frac{1}{3}\frac{\omega}{\varphi_1 q}\right).$$

Для исследования падения давления при истечении рассмотрим сосуд объемом $W_{кан}$, в котором находится ω *кг* газов с параметрами начального состояния p_0, w_0, T_0.

Примем процесс истечения газов адиабатическим:

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{k}} = \frac{w_0}{w}, \qquad (6.8)$$

$$w_0 = \frac{W_{кан}}{\omega}; \quad w = \frac{W_{кан}}{\omega - Y} = \frac{W_{кан}}{\omega - \int_0^t G_{расх}\, dt},$$

где $Y = \int_0^t G_{расх}\, dt$ — полный весовой расход газов;

$G_{расх}$ — секундный весовой расход газов.

Следовательно,

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{k}} - \frac{\omega - \int_0^t G_{расх}\, dt}{\omega} = 1 - \frac{\int_0^t G_{расх}\, dt}{\omega} = 1 - \frac{Y}{\omega}, \qquad (6.9)$$

где

$$G_{расх} = \varphi_2 s K_0 \sqrt{\frac{p}{w}}.$$

Имея в виду выражение (6.8), получаем

$$\frac{p}{w} = p_0 \frac{p}{p_0} \frac{1}{w_0} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{k}} = \frac{p_0}{w_0} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k+1}{k}}$$

и

$$G_{расх} = \varphi_2 s K_0 \sqrt{\frac{p_0}{w_0}} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k+1}{2k}}.$$

Для установления связи между p и t дифференцируем выражение (6.9) по t:

$$\frac{1}{k} \frac{p^{\frac{1-k}{k}}}{p_0^{\frac{1}{k}}} dp = -\frac{G_{расх}}{\omega} dt = -\frac{\varphi_2 s K_0}{\omega} \sqrt{\frac{p_0}{w_0}} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k+1}{2k}} dt;$$

разделяем переменные и интегрируем

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1-3k}{2k}} d\left(\frac{p}{p_0}\right) = -\frac{\varphi_2 k s K_0}{\omega} \sqrt{\frac{p_0}{w_0}}\, dt = -b\, dt,$$

откуда

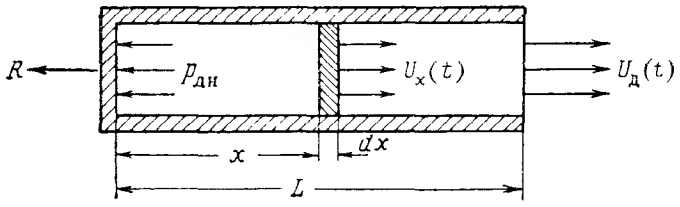
$$\frac{2k}{k-1}\left[1 - \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{k-1}{2k}}\right] = -\frac{\varphi_2 k s K_0}{\omega} \sqrt{\frac{p_0}{w_0}}\, t = -bt,$$

$$t = \frac{1}{B'}\left[\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{k-1}{2k}} - 1\right], \qquad (6.10)$$

Следовательно, время периода последействия газов на ствол $t_п$ почти в 6 раз больше времени движения снаряда по каналу ствола $t_{до}$. Давление к концу последействия на ствол падает до 1,8 *кг/см*^{2}, температура газов к концу истечения достаточно велика ($T_п = 745°$ К $= 472°$ С).

Реакция газов, вытекающих из канала ствола

Истечение газов из канала ствола начинается с момента вылета снаряда. При этом откатные части, которые к этому моменту уже имеют некоторую скорость $V_д$, получают дополнительный импульс под действием силы реакции вытекающих газов. Для того чтобы знать закон движения откатных частей, необходимо определить действующие силы.



Фиг. 6.3. Реакция при истечении газа из цилиндрической трубы.

При изучении различных условий движения газа во внутренней баллистике обычно рассматривают лишь одномерное течение газа. Поэтому при определении сил, действующих на откатные части, будем рассматривать ствол как цилиндрическую трубу, т. е. без уширения каморы (фиг. 6.3).

В этом случае реакция вытекающих газов сводится просто к суммарному давлению газов на дно канала ствола. Следовательно, если через $p_{дн}(t)$ обозначить давление газов на дно канала ствола, то реакция, испытываемая дном канала, будет равна

$$R(t) = sp_{дн}(t).$$

Для определения этой силы используем известные уравнения движения Эйлера для одномерного течения газа:

уравнение движения

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U\frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x},$$

уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + U\frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho\frac{\partial U}{\partial x} = 0,$$

где U — скорость газов.

Умножая первое из них на ρ, а второе на U и складывая полученные выражения, находим

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho U)+\frac{\partial}{\partial x}(\rho U^2)=-\frac{\partial p}{\partial x}.$$

Умножим все члены этого равенства на элементарный объем $dW=s\,dx$ и проинтегрируем по объему, ограниченному стенками канала ствола и дульным срезом, т. е. по объему канала ствола $W_{\text{кан}}=sL$:

$$\int\limits_{W_{\text{кан}}}\frac{\partial}{\partial t}(\rho U)\,dW+s\int\limits_0^L\frac{\partial}{\partial x}(\rho U^2)\,dx=-s\int\limits_0^L\frac{\partial p}{\partial x}\,dx. \qquad (6.14)$$

Рассмотрим интегралы, входящие в уравнение (6.14).

Обозначим $J(t)$ количество движения газов, находящихся в канале ствола к моменту времени t:

$$J(t)=\int\limits_{W_{\text{кан}}}\rho U\,dW.$$

Теперь видно, что первый интеграл равенства (6.14) представляет собой локальную производную от количества движения газов, находящихся в канале ствола, к рассматриваемому моменту времени t:

$$\int\limits_{W_{\text{кан}}}\frac{\partial}{\partial t}(\rho U)\,dW=\frac{\partial J}{\partial t}. \qquad (6.15)$$

Второй интеграл равенства (6.14) выражает конвективное изменение количества движения газов, находящихся в рассматриваемом объеме $W_{\text{кан}}$. Это изменение связано с переносом количества движения через контрольную поверхность, ограничивающую рассматриваемый объем, т. е. через дульный срез канала ствола.

Действительно, так как скорость газов у дна канала (по отношению к стенкам канала) ствола равна нулю, то интеграл

$$s\int\limits_0^L\frac{\partial}{\partial x}(\rho U^2)\,dx=s\rho_{\text{д}}U_{\text{д}}^2,$$

где $\rho_{\text{д}}$ и $U_{\text{д}}$ — плотность и скорость газов в дульном срезе при $x=L$.

Но так как секундный расход газов через дульный срез канала ствола

$$G_{\text{сек д}}=gs\rho_{\text{д}}U_{\text{д}},$$

то окончательно получим зависимость

$$s\int_0^L \frac{\partial}{\partial x}(\rho U^2)\,dx = \frac{G_д}{g}U_д,$$

что и требовалось доказать.

В третьем интеграле равенства (6.14) имеем

$$s\int_0^L \frac{\partial p}{\partial x}\,dx = s\,(p_д - p_{дн}),$$

где $p_д$ — давление газов в дульном среде ($x=L$);
$p_{дн}$ — давление газов на дно канала ($x=0$).

Подставляя найденные значения интегралов в формулу (6.14) и пользуясь равенством (6.15), получаем выражение для реактивной силы

$$R(t) = sp_{дн}(t) = \frac{\partial J}{\partial t} + \frac{G_д U_д}{g} + sp_д. \qquad (6.16)$$

Это общее выражение выведено без каких-либо допущений или гипотез относительно характера движения газов в канале ствола. В тех случаях, когда можно пренебречь движением газов внутри рассматриваемого объема, выражение для реактивной силы принимает вид

$$R(t) = \frac{G_д}{g}U_д + sp_д = \zeta sp_д,$$

где $\zeta = f\left(k, \frac{d_a}{d_{min}}\right)$ — колеблется в пределах $1{,}2 \div 1{,}8$. Этой формулой обычно и пользуются в реактивной технике. Однако в условиях истечения газов из ствола (длинной трубы) нельзя пренебрегать членом $\frac{\partial J}{\partial t}$, особенно при больших величинах заряда.

Последействие газов на ствол и максимальная скорость свободного отката

После вылета снаряда из канала на ствол действует сила реакции газов $R = sp_{дн}$, сообщающая стволу импульс $\int_0^t R\,dt$. Кроме того, дополнительный импульс сообщается за счет изменения количества движения газов, находившихся в канале и имевших к моменту вылета снаряда среднюю скорость $U_{ср} = v_{а\,д}/2$, которая в конце периода последействия падает до нуля. Это изменение количества движения составляет

$$\frac{\omega}{g}\int\limits_{\frac{v_{a\,д}}{2}}^{0} dU=-\frac{\omega}{g}\frac{v_{a\,д}}{2}.$$

Для расчета импульса $\int\limits_0^t R\,dt=s\int\limits_0^t p_{дн}\,dt$ используем связь между $p_{дн}$ и $p_{ср}$, которая при $k=1{,}25$ выражается зависимостью $\zeta_д=\frac{p_{дн}}{p_{ср}}=$ $=1{,}225$ и формулой (6.11):

$$R=\zeta_д s p_{ср};$$

$$\int\limits_0^t R\,dt=\zeta_д s\int\limits_0^t p_{ср}\,dt,$$

где $p_{ср}$ — среднее давление в канале в данный момент.

По формуле (6.11)

$$\int\limits_0^t R\,dt=\zeta_д s\int\limits_0^t\frac{p_{ср}}{(1+B't)^{\frac{2k}{k-1}}}dt=\frac{k-1}{k+1}\frac{\zeta_д s p_{ср}}{B'}\left[1-\frac{1}{(1+B't_п)^{\frac{k+1}{k-1}}}\right].$$

Для конца последействия второй член в скобках близок к нулю и можно написать

$$\int\limits_0^{t_п} R\,dt=\frac{k-1}{k+1}\frac{\zeta_д s p_{ср}}{B'}.$$

Подставляя значение

$$B'=\varphi_2\frac{k-1}{2}K_0\frac{s}{\omega}\sqrt{\frac{p_0}{w_0}}$$

и

$$K_0=\sqrt{gk}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{2}\frac{k+1}{k-1}}$$

и умножая числитель и знаменатель на $\sqrt{gk}$, получаем

$$\int\limits_0^{t_п} R\,dt=\frac{2\zeta_д\omega p_0}{K_0(k+1)}\sqrt{\frac{w_0}{p_0}}=\frac{2\zeta_д\omega\sqrt{p_0w_0}}{\sqrt{gk}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{2}\frac{k+1}{k-1}}(k+1)}=$$

$$=\frac{2\zeta_д\omega\sqrt{gkp_0w_0}}{gk(k+1)\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{2}\frac{k+1}{k-1}}},$$

где $\sqrt{gkp_0w_0}=a_{д0}$ — скорость звука в условиях начала истечения газов.

Обозначим

$$k(k+1)\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{2}\frac{k+1}{k-1}}=\frac{1}{K_1}.$$

Тогда

$$\int_0^{t_п} R\,dt=2K_1\zeta_д\frac{\omega}{g}a_{д0}. \qquad (6.17)$$

$k=1{,}25$ соответствует величина $K_1=0{,}604$.

Иногда $a_{д0}$ вычисляют по формуле $a_{д0}=\sqrt{gkf(1-r'_д)}$, так как

$$f(1-r'_д)=RT_1\left(1-\frac{\Delta T}{T_1}\right)=RT_1\frac{T}{T_1}=RT\ *.$$

Максимальная скорость свободного неторможенного отката V_{max}

К моменту вылета снаряда скорость откатных частей (для стрелкового оружия — скорость отдачи) определяется из уравнений количества движения

$$MV_д=\left(m+\frac{1}{2}\mu\right)v_{a\,д}$$

или

$$V_д=\frac{q}{Q_0}v_{a\,д}+\frac{\omega}{Q_0}\frac{v_{a\,д}}{2}=\frac{q}{Q_0}\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{q}\right)v_{a\,д}. \qquad (6.18)$$

После вылета снаряда приращение количества движения ствола получается в результате действия импульса реактивной силы R и изменения количества движения газов, истекающих из ствола, — $\frac{\mu v_{ад}}{2}$:

$$\frac{Q_0}{g}V_{max}-\frac{Q_0}{g}V_д=\int_0^{t_п}R\,dt-\frac{\omega}{g}\frac{v_{a\,д}}{2}=2K_1\zeta_д\frac{\omega}{g}a_{д0}-\frac{\omega}{g}\frac{v^2_{a\,д}}{2},$$

откуда

$$V_{max}=V_д+2K_1\zeta_д\frac{\omega}{Q_0}a_{д0}-\frac{\omega}{Q_0}\frac{v_{a\,д}}{2}.$$

---

* При пользовании таблицами ГАУ удобно $a_{д0}$ вычислить по формуле $a_{д0}=\sqrt{gkp_0\frac{\Lambda_д+1}{\Delta}}$, так как $w_{д0}=\frac{\Lambda_д+1}{\Delta}$ и $p_0=p_{д0}\left(1+\frac{1}{3}\frac{\omega}{\varphi_1 q}\right)$.

Подставляя в это выражение уравнение (6. 18), получаем

$$V_{\max}=\frac{q}{Q_0}v_{a\,д}+\frac{\omega}{Q_0}\frac{v_{a\,д}}{2}+2K_1\zeta_д\frac{\omega}{Q_0}a_{д0}-\frac{\omega}{Q_0}\frac{v_{a\,д}}{2}$$

или после сокращений

$$V_{\max}=\frac{q}{Q_0}\left(1+2K_1\zeta_д a_д\frac{\omega}{q}\right)v_{a\,д}.$$

Обозначим коэффициент при $\frac{\omega}{q}$

$$\beta=2K_1\zeta_д\frac{a_{д0}}{v_{a\,д}}. \qquad (6.\,18')$$

Тогда

$$V_{\max}=\frac{q}{Q_0}\left(1+\beta\frac{\omega}{q}\right)v_{a\,д}. \qquad (6.\,19)$$

Выражение (6. 19) аналогично формуле (6. 18), но вместо величины $\frac{1}{2}$ стоит коэффициент β, который называют *коэффициентом последействия газов на откатные части.* Этот коэффициент в основном зависит от отношения $\frac{a_д}{v_{a\,д}}$.

При $k=1{,}25$ $\beta=2\cdot 0{,}604\cdot 1{,}225\frac{a_{д0}}{v_{a\,д}}=1{,}48\frac{a_{д0}}{v_{a\,д}}$.

Эта формула для β выведена на основе теоретических положений.

Наряду с этим был предложен ряд эмпирических формул. Например,

$$\beta_1=\frac{1300}{v_д};\quad \beta_2=\frac{1400}{v_д}+0{,}15;\quad \beta_3=0{,}23+1{,}20\frac{a_д}{v_д}.$$

Пример 1. Расчет дульной $V_д$ и максимальной скорости отката $V_{\max}$ по заданным условиям заряжания.

100-*мм* пушка· $\Lambda_д=4{,}90$; $\Delta=0{,}7$ *кг/дм*^{3}; $\omega=5{,}5$ *кг*; $q=15{,}6$ *кг*, $\omega/q=0{,}352$, $p_{\max}=3000$ *кг/см*^{2}; $p_д=900$ *кг/см*^{2}; $v_д=900$ *м/сек*, $Q_0=1550$ *кг*; $Q_б=3650$ *кг* (где $Q_б$ — вес системы в боевом положении).

Исходные формулы:

$$V_д=\frac{q}{Q_0}\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{q}\right)v_д;\quad V_{\max}=\frac{q}{Q_0}\left(1+\beta\frac{\omega}{q}\right)v_д,$$

где

$$\beta=2K_1\zeta_д\frac{a_д}{v_д}.$$

Результаты расчетов:

$$V_д = \frac{15{,}6}{1550}\left(1 + \frac{1}{2}0{,}352\right)900 = \frac{1{,}176}{100}900 = \mathbf{10{,}65}\ м/сек;$$

$$a_д = \sqrt{gk\frac{p_д(\Lambda_д + 1)}{\Delta}} = \sqrt{98{,}1 \cdot 1{,}25\ \frac{90\,000 \cdot 5{,}9}{0{,}70}} =$$

$$= \sqrt{93\,000\,000} = 964\ м/сек;$$

$$\beta = 2 \cdot 0{,}604 \cdot 1{,}225\frac{a_д}{v_д} = 1{,}480 \cdot \frac{964}{900} = 1{,}570;$$

$$V_{max} = \frac{15{,}6}{1550}(1 + 1{,}570 \cdot 0{,}352)900 = \mathbf{14{,}05}\ м/сек;$$

$$\frac{\Delta V_д}{V_д} = \frac{V_{max} - V_д}{V_д} = \frac{14{,}05 - 10{,}65}{10{,}65} = 0{,}324 = 32{,}4\%.$$

Скорость откатных частей за время периода последействия газов увеличилась на 32,4%, а энергия отдачи на 75,0%.

Пример 2. 122-*мм* пушка: $\Lambda_д = 5{,}50$; $\Delta = 0{,}67$ *кг/дм*^{3}; $\omega = 6{,}82$ *кг*; $q = 25{,}0$ *кг*; $\omega/q = 0{,}272$; $p_{max} = 2750$ *кг/см*^{2}; $p_д = 775$ *кг/см*^{2}; $v_д = 800$ *м/сек*; $Q_0 = 2400$ *кг*; $Q_б = 7120$ *кг*

Окончательные результаты расчетов:

$V_д = 9{,}1$ *м/сек*; $\beta = 1{,}90$; $V_{max} = 12{,}7$ *м/сек*; $\Delta V_д / V_д = 39{,}5\%$.

6.2. ДУЛЬНЫЕ ТОРМОЗА

Дульным тормозом называется устройство в дульной части ствола, которое изменяет направление вытекающих из канала газов и тем самым уменьшает скорость отката и нагрузку на лафет

Конструктивно дульный тормоз может быть выполнен за одно целое со стволом (ствольный дульный тормоз) или в виде специально изготовленной насадки, прикрепляемой к дульной части ствола. Такой дульный тормоз начинает действовать после вылета снаряда и может поглотить часть энергии откатных частей.

Сущность действия дульного тормоза любой конструкции сводится к следующему.

1. При истечении пороховых газов через боковые отверстия дульного тормоза уменьшается расход газов в направлении оси канала, что уменьшает реактивную силу в направлении движения ствола (она зависит от $G_{расч}$).

2. Вследствие поворота струи газов в каналах дульного тормоза или вследствие удара центральной струи о переднюю стенку тормоза возникает реактивная сила, действующая в направлении, обратном откату, и уменьшающая энергию отката

Уменьшая энергию отката, можно значительно уменьшить вес лафета и всей артиллерийской системы в целом и сделать ее более маневренной несмотря на увеличение мощности. Это имеет особое значение для пушек, стреляющих при высоких скоростях снаряда.

Скорость отката $V_т$ в конце периода последействия при дульном тормозе значительно уменьшается ($V_т < V_{max}$).

Эффективность дульного тормоза характеризуется уменьшением энергии отката или уменьшением количества движения системы.

1. Энергетическая эффективность

$$\Delta E = \frac{M_0 V_{max}^2 - M_т V_т^2}{M_0 V_{max}^2} = 1 - \frac{M_т}{M_0} \frac{V_т^2}{V_{max}^2},$$

где $M_т$ и M_0 — масса откатных частей соответственно при дульном тормозе и без него

2 Импульсная характеристика (по количеству движения)

$$\Delta I = \frac{M_0 V_{max} - M_т V_т}{M_0 V_{max}} = 1 - \frac{M_т}{M_0} \frac{V_т}{V_{max}}.$$

При этом

$$\Delta E = \Delta I (2 - \Delta I).$$

Если пренебречь весом дульного тормоза, то $M_т/M_0 = 1$ и выражения ΔE и ΔI упрощаются.

Обе характеристики эффективности зависят от конструкции дульного тормоза, а также от баллистики орудия и условий заряжания.

С изменением условий стрельбы из данного орудия будут меняться и характеристики эффективности дульного тормоза.

При проектировании артиллерийского орудия с дульным тормозом желательно получить наиболее высокий коэффициент эффективности и наибольшее могущество ствола * при заданном весе системы или наименьший вес системы при заданном ее могуществе.

Применение дульного тормоза при данном могуществе ствола снижает общий вес системы в боевом положении и тем самым увеличивает коэффициент использования металла орудия $\eta_б = E_д/Q_б$.

Некоторые данные об энергетической эффективности дульных тормозов и увеличении коэффициента $\eta_б$ вследствие постановки дульного тормоза приведены в табл 6 1

Эти данные относятся к дульным тормозам со средней эффективностью В некоторых мощных системах дульные тормоза поглощают 60 и даже 70% энергии откатных частей. Отсюда ясно,

* Могущество ствола выражается дульной энергией снаряда $E_д = \frac{mv_д^2}{2}$.

Таблица 6.1

Некоторые данные о могуществе дульных тормозов

Наименование орудий	$\eta_б$ *кг·м/кг*	Энергетическая эффективность ΔE %	Увеличение $\eta_б$ вследствие установки дульного тормоза
76-*мм* пушка образца 1942 г.	127,0	35	28,6
152-*мм* гаубица образца 1943 г.	146,0	33	15,0
85-*мм* зенитная пушка образца 1939 г.	69,8	30	34,2

какое большое значение имеют дульные тормоза для облегчения веса системы.

К положительным качествам дульного тормоза следует отнести также возможность выполнения единого лафета для стволов разного калибра и разного могущества и улучшение устойчивости орудия при выстреле.

Вместе с тем дульные тормоза имеют и ряд недостатков:

1) демаскируют огневые позиции, ограничивают в выборе и оборудовании огневой позиции;

2) усложняют общее конструктивное оформление артсистемы, так как затрудняется уравновешивание качающейся части орудия, что вынуждает применять более мощные и громоздкие уравновешивающие приспособления;

3) усиливают вредное физиологическое воздействие на орудийный расчет. Пороховые газы, отбрасываемые дульным тормозом в сторону лафета, создают повышенное давление от газовой волны и оказывают вредное механическое и химическое воздействие на находящихся сзади людей.

Несмотря на эти недостатки, положительные качества дульного тормоза несомненны.

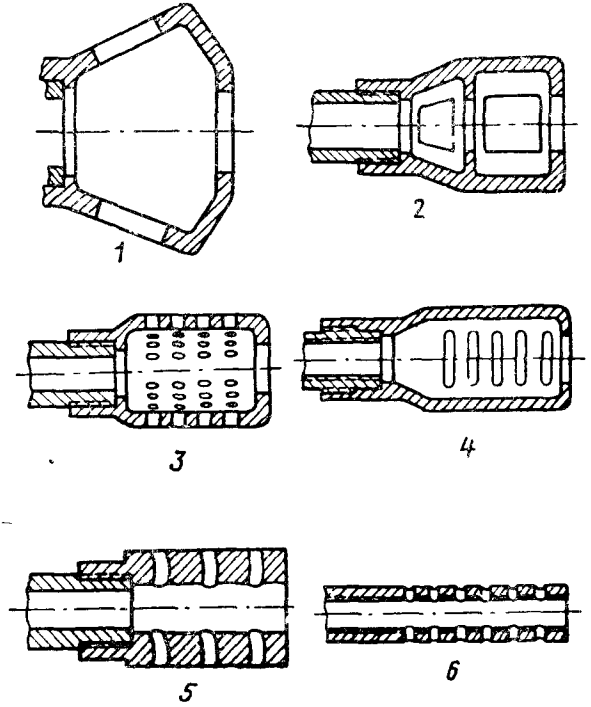
Конструкции и классификация дульных тормозов *

Конструкции дульных тормозов чрезвычайно разнообразны (фиг. 6.4).

Однако до сих пор нет единой общепринятой классификации дульных тормозов, хотя было предложено много различных систем

* Подробно о конструкциях и теории дульных тормозов см А. А. Толочков, Теория лафетов, Оборонгиз, 1960.

классификации. Так, дульные тормоза по принципу действия разделяли на активные и реактивные. Активным дульным тормозом называли такой тормоз, действие которого основано на ударе вытекающих из канала газов об опорную поверхность, закрепленную перед дульным срезом (тормоза *1*, *2*, *3* и *4*). Реактивным дульным тормозом считали такой тормоз, действие которого основано на



Фиг. 6.4. Дульные тормоза.

изменении направления вытекающих из канала ствола пороховых газов в стороны и назад и в котором используется сила реакции газов, противодействующая откату ствола (тормоза *5* и *6*, частично *3* и *4*).

На практике такую классификацию трудно провести. Поэтому в последние годы стали принимать классификацию по конструктивным признакам.

Дульные тормоза разделяют на три класса — *бескаморные, однокаморные, многокаморные* и на два подкласса—*без диафрагмы* и *с диафрагмой*.

В зависимости от числа боковых каналов дульные тормоза относят или к *однорядным*, или к *многорядным*, а по типу боковых каналов делят на четыре подгруппы: *поперечно-щелевые, продольно-*

щелевые, сетчатые, оконные. Например, однокаморный бездиафрагменный многорядный поперечно-щелевой дульный тормоз (тормоз *5*) или двухкаморный диафрагменный однорядный оконный дульный тормоз (тормоз *2*).

Эта классификация охватывает большинство конструкций дульных тормозов.

Скорость отката в конце периода последействия при установке дульного тормоза

В периоде последействия газов для орудия с дульным тормозом, так же как и для орудия без тормоза, имеем

$$\frac{Q_0}{g}(V_т - V_д) = \int_0^{t_п} R_Σ\, dt - \frac{ω}{g}\frac{v_{a\,д}}{2} = I_Σ - \frac{ω}{g}\frac{v_{a\,д}}{2},$$

где $R_Σ$ — суммарная реакция газов при наличии дульного тормоза;

$I_Σ$ — полный импульс, соответствующий этой реакции:

$$I_Σ = \int_0^t R_Σ\, dt.$$

Отсюда

$$V_т = V_д + \frac{g}{Q_0} I_Σ - \frac{ω}{Q_0}\frac{v_{a\,д}}{2}.$$

Так как

$$V_т = \frac{q + \frac{ω}{2}}{Q_0} v_{a\,д} = \frac{q}{Q_0} v_{a\,д} + \frac{ω}{Q_0}\frac{v_{a\,д}}{2},$$

то

$$V_т = \frac{q}{Q_0} v_{a\,д} + \frac{g}{Q_0} I_Σ = \frac{q}{Q_0}\left(1 + β_т \frac{ω}{q}\right) v_{a\,д}, \qquad (6.20)$$

где

$$β_т = \frac{g I_Σ}{ω v_{a\,д}}. \qquad (6.21)$$

Имея выражения (6.18′) и (6.21), можно иначе представить и выражения для эффективностей дульных тормозов:

$$ΔE = 1 - \frac{V_т^2}{V_{max}^2} = 1 - \left(\frac{1 + β_т \frac{ω}{q}}{1 + β \frac{ω}{q}}\right)^2;$$

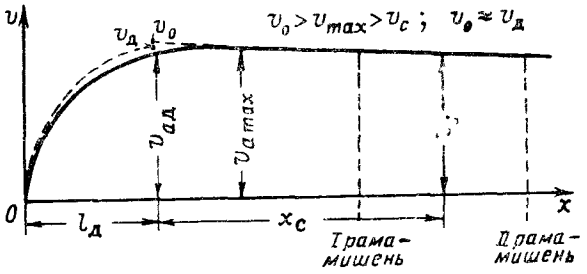
$$ΔI = 1 - \frac{V_т}{V_{max}} = 1 - \frac{1 + β_т \frac{ω}{q}}{1 + β \frac{ω}{q}}.$$

Кроме того, применяется еще одна характеристика эффективности дульных тормозов, которая не зависит от условий стрельбы, но определяет совершенство дульного тормоза как приспособления, способного поглощать количество движения откатных частей:

$$\sigma = \frac{\beta - \beta_т}{\beta} = 1 - \frac{\beta_т}{\beta}.$$

6 3. ПОСЛЕДЕЙСТВИЕ ГАЗОВ НА СНАРЯД

Снаряд вылетает из канала ствола с абсолютной скоростью $v_{а\,д} = v_д - V_д$ (по отношению к земле); после вылета на него на некотором расстоянии продолжают действовать газы, вытекающие из канала ствола. Так как их скорость больше, чем скорость снаряда,



Фиг. 6.5 Закон изменения скорости снаряда

то они сообщают ему дополнительное ускорение, поэтому наибольшую скорость снаряд получает на некотором расстоянии от дульного среза, после этого действие газов на снаряд прекращается и скорость снаряда начинает падать вследствие сопротивления воздуха.

График на фиг. 6.5 характеризует соотношение между скоростями снаряда в различных точках траектории.

Снаряд проходит через дульный срез с абсолютной скоростью $v_{а\,д} < v_д$, которая возрастает до v_{max} в периоде последействия, после чего начинает падать (вследствие сопротивления воздуха). Опытным путем при помощи хронографа стрельбой по двум рамам-мишеням определяется v_c — средняя скорость снаряда между I и II рамами-мишенями. Чтобы найти величину v_0 — начальной скорости снаряда у дульного среза, к величине v_c надо прибавить ту потерю в скорости Δv_c, которая получается на расстоянии X_c от дульного среза до середины расстояния между рамами-мишенями вследствие сопротивления воздуха. Эта поправка вычисляется по формуле внешней баллистики

$$\Delta v_c = \frac{iqX_c}{d^2 \Delta D(v)}.$$

Исправленная скорость снаряда

$$v_0 = v_c + \Delta v_c.$$

Эта приведенная к дульному срезу скорость называется *начальной скоростью снаряда* и является важнейшей баллистической характеристикой орудия.

Для различных величин скоростей снаряда получаем следующие соотношения:

$$v_0 > v_{max} > v_{a\,д}; \quad v_д = v_{a\,д} + V_д > v_{a\,д}.$$

Поэтому можно считать, что вычисленная при решении задачи внутренней баллистики относительная дульная скорость снаряда примерно равна начальной скорости, определяемой при помощи хронографа:

$$v_д = v_0.$$

Газы, вытекающие из канала ствола после вылета снаряда под давлением $p_д$, частично под действием собственного внутреннего давления, частично под действием сопротивления воздуха расходятся в стороны, образуя (в первом приближении) конусообразную струю. Поэтому непосредственно на дно снаряда действует только часть газов, находящихся в сечении струи, совпадающей с дном снаряда. Остальная часть газов вначале обгоняет снаряд и уменьшает лобовое сопротивление воздуха, потом вследствие сопротивления воздуха будет тормозиться и отставать от снаряда.

Давление на дно снаряда при его полете в воздухе падает значительно быстрее, чем при движении его в канале ствола, и зависит от разницы скоростей газов U вблизи дульного среза и скорости снаряда v.

Полное приращение скорости Δv_0 за время движения в периоде последействия газов $\Delta t_п$ получим из уравнения (6. 1)·

$$\Delta v_0 = \frac{s}{m} p_{ср}\, \Delta t_{п\,сн},$$

где $\Delta v_0 = v_{max} - v_{a\,д}$.

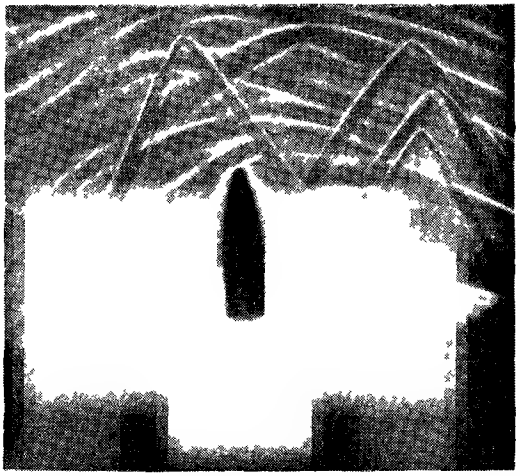
Следовательно, для теоретического определения приращения скорости Δv_0 в периоде последействия газов необходимо знать закон изменения давления на дно снаряда в этом периоде, когда снаряд движется в постепенно расширяющейся струе пороховых газов.

Решение этой задачи имеет практическое значение, так как для проектирования взрывателей и дистанционных трубок необходимо знать закон изменения скорости снаряда в периоде последействия газов.

Аналитическое исследование вопроса о действии расширяющейся струи истекающих пороховых газов на движущийся в ней снаряд представляет собою очень сложную газодинамическую задачу, решение которой осложняется трудностью получения надежного экспериментального материала, характеризующего это явление.

Поэтому первоочередной задачей является постановка экспериментальных исследований для выяснения качественных особенностей процесса и установления количественных зависимостей.

Первые исследования проводились главным образом при помощи оптико-фотографических методов и носили по преимуществу качественный характер (искровая фотография, быстрая киносъемка).



Фиг 6 6 Искровая фотография пули и недогоревшего пороха

На фиг. 6. 6—6. 8 показаны искровые фотографии пули на полете.

Большие исследования в этой области были проведены проф. И. П. Граве, В Д. Львовским и за границей Кранцем (Германия).

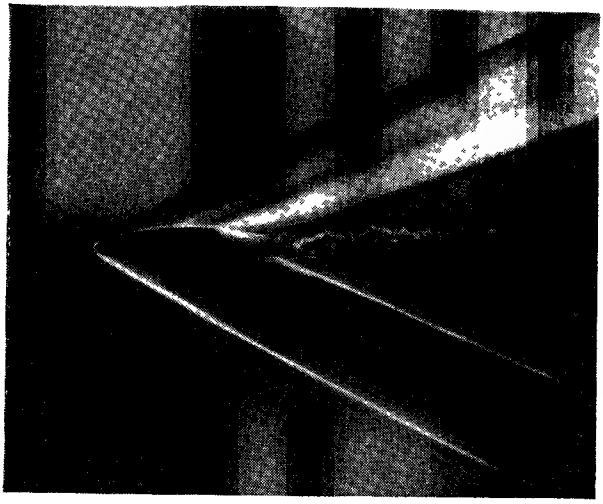
Позже появились методы непосредственного измерения скорости снаряда на коротких базах с помощью специальных электронных хронографов, что позволило по величине изменения скорости определить закон изменения давления на дно снаряда.

Основные характеристики периода последействия газов на снаряд

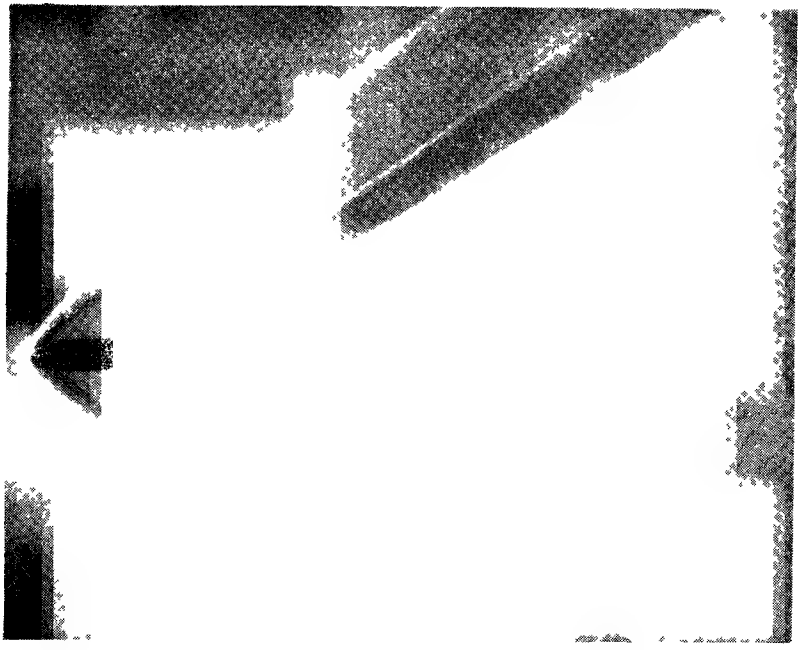
Явления, протекающие в периоде последействия газов на снаряд, чрезвычайно сложны и трудны для экспериментального исследования. Эти трудности определяются следующими особенностями:

1) крайне малой продолжительностью процесса (от 0,0005 до 0,005 сек.);

2) малым изменением скорости снаряда (0,5÷2,0%),



Фиг. 6.7. Искровая фотография пули (остроголовая)



Фиг. 6 8 Искровая фотография пули (тупоголовая)

3) неустановившимся характером истечения пороховых газов, имеющих высокую температуру, большую скорость и неравномерное распределение ее по поперечному сечению газовой струи;

4) образованием системы ударных волн, сопротивлением воздуха и нахождением снаряда в расширяющейся струе газов.

Изучение характера истечения и движения газов в этом периоде и движения снаряда имеет не только большое теоретическое, но и практическое значение.

Исследование периода последействия газов на снаряд дает возможность:

1) определить характер изменения давления на дно снаряда, приращение его скорости и продолжительность действия газов на снаряд,

2) изучить процесс формирования начальных условий движения снаряда в воздухе и их влияние на устойчивость движения снаряда и кучность стрельбы;

3) раскрыть механизм образования и распространения дульной волны, что имеет большое значение для определения избыточных давлений на местах орудийного расчета;

4) исследовать характер распределения и изменения нагрузок на детали взрывателей, провести расчет взводимости и элементов движения деталей механизмов взрывателей;

5) исследовать условия воспламенения газообразных продуктов горения пороха при их смешении с воздухом, что важно для получения беспламенного выстрела.

Однако для изучения этих вопросов в первую очередь необходимо:

1) исследовать процесс истечения газов из канала ствола, механизм их распространения в воздухе и условия движения снаряда в струе пороховых газов;

2) установить закон изменения давления газов на снаряд, что позволит определить приращение скорости снаряда в этом периоде и его продолжительность.

Эти два вопроса тесно связаны между собою.

Явления, протекающие при истечении пороховых газов из канала ствола

Процесс истечения газов из канала ствола начинается истечением воздуха, находящегося в канале перед снарядом. При движении снаряд сжимает этот воздух, а образующаяся волна сжатия вовлекает в движение покоившийся до этого воздух. Волна сжатия, имеющая бóльшую скорость, чем снаряд, в некоторый момент достигает дульного среза, после чего начинается истечение воздуха из канала ствола. В первоначальный момент истечения возникает ударная волна с небольшим избыточным давлением и малой интенсивностью.

Вслед за истечением воздуха начинается истечение пороховых газов, незначительная часть которых прорывается через зазоры между пояском снаряда и поверхностью канала ствола. Прорыв пороховых газов происходит даже при стрельбе из нового ствола. При выходе прорвавшихся газов также образуется ударная волна. Первые порции газа имеют небольшую плотность, затем она растет и достигает наибольшей величины к моменту вылета снаряда.

После вылета снаряда из канала ствола начинается истечение основной массы газов, которые вытекают из ствола с большим избыточным давлением. Вследствие удара переднего фронта потока газов о неподвижную атмосферу при истечении образуется скачок уплотнения, который служит источником дульной ударной волны. Эта волна оказывает вредное воздействие на орудийный расчет и обычно воспринимается как звук выстрела.

С продвижением снаряда вперед интенсивность истечения пороховых газов падает. На некотором расстоянии от дульного среза снаряд опережает пороховые газы, и с этого момента возникает ударная головная волна, которая обычно сопровождает полет снаряда (см. фиг. 6. 6—6. 8).

Если стоять на расстоянии нескольких километров впереди и сбоку от орудия при выстреле, то сначала слышен резкий хлопок, напоминающий удар бича, затем доносится звук выстрела от орудия. Этот хлопок — ударная волна от пролетающего снаряда.

Стрельбы, проведенные из стрелкового оружия, показали, что в периоде последействия и относительная и абсолютная величина приращения скорости пули убывает с увеличением веса заряда ω/q при прочих равных условиях. Это объясняется тем, что с увеличением веса заряда скорость истечения газов возрастает меньше, чем скорость пули, и пуля быстрее выходит из зоны действия пороховых газов. Следовательно, уменьшается и дополнительный импульс, сообщаемый газами пуле, а вместе с этим и прирост скорости.

По данным опыта получена ориентировочная формула

$$\frac{l_{\text{п}}}{d} = (52 \div 89{,}5)\frac{\omega}{q},$$

где $l_{\text{п}}$ — путь пули в периоде последействия;
d — калибр пули.

В табл. 6. 2 приводятся результаты стрельбы из баллистического ствола при разных весах зарядов.

Ниже в табл. 6. 3 даны скорости движения фронта газовой струи на расстоянии 20 (U_{20}) и 50 *мм* (U_{50}) от оси струи при различных расстояниях от дульного среза для трех значений веса заряда. Эти данные указывают на неравномерное распределение

скоростей газов по поперечному сечению струи. С удалением от оси струи скорость газов резко убывает.

Таблица 6.2

Зависимость параметров последействия газов от условий стрельбы

Плотность заряжания Δ *кг/дм*^{3}	Вес $\frac{\omega}{q}$	Скорость пули $v_д$ *м/сек*	Приращение скорости $\Delta v_д$ *м/сек*	Относительное приращение скорости $\frac{\Delta v_д}{v_д}$ %	Время движения пули $t_п \cdot 10^3$ сек.	Путь пули в калибрах $l_п/d$
0,380	0,218	587	11,2	1,9	0,80	33
0,494	0,282	709	10,6	1,5	0,58	28
0,603	0,345	838	10,4	1,24	0,39	22
0,714	0,408	961	8,75	0,91	0,26	17

Таблица 6.3

Значения U_{20} и U_{50} в периоде последействия (в *м/сек*)

Удаление от дульного среза x в *м*	$\frac{\omega}{q}$=0,218; $v_д$=587 *м/сек*		$\frac{\omega}{q}$=0,282, $v_д$=709 *м/сек*		$\frac{\omega}{q}$=0,408 $v_д$=961 *м/сек*	
	U_{20}	U_{50}	U_{20}	U_{50}	U_{20}	U_{50}
160	780	414	820	425	845	535
471	355	180	395	205	550	300
721	175	113	240	130	345	238

Изменение силы давления пороховых газов на дно снаряда в периоде последействия и приращение скорости снаряда

После вылета снаряда из канала ствола пороховые газы вытекают расширяющейся струей, и давление газов на дно снаряда резко падает. Изучение закона падения давления необходимо для определения приращения скорости снаряда в периоде последействия, а также для проектирования дистанционных трубок и взрывателей.

Простейшая аналитическая зависимость изменения давления газов на дно снаряда от его пути l в периоде последействия была предложена проф. И. П. Граве в виде

$$p=p_{кр}\left(1-\sqrt[3]{\frac{l}{l_п}}\right)=0{,}5p_д\left(1-\sqrt[3]{\frac{l}{l_п}}\right)^*,$$

где $p_{кр}$ — критическое давление в дульном срезе в начале истечения;

$l_п$ — путь снаряда к концу периода последействия газов;

l — текущий путь снаряда.

По этой формуле давление убывает пропорционально корню кубическому из пути снаряда, что равносильно допущению, что газы расширяются равномерно во все стороны от дульного среза, образуя сферу. Такое допущение явно неправильно, так как струя газов, хотя и расширяется, но имеет определенную направленность.

Если принять, что струя имеет форму конуса, то формула примет вид

$$p=0{,}5p_д\left(1-\sqrt{\frac{l}{l_п}}\right).$$

По приведенным формулам легко найти среднее давление $p_{ср}$ за весь период последействия, а также приращение скорости снаряда Δv_0.

В самом деле,

$$p_{ср}=\frac{1}{l_п}0{,}5p_д\int_0^{l_п}\left(1-\sqrt[r]{\frac{l}{l_п}}\right)dl=\frac{0{,}5p_д}{l_п}\left(l_п-\frac{rl_п}{r+1}\right)=\frac{p_д}{2(r+1)},$$

$$\Delta v_0=\frac{s}{m}p_{ср}\Delta t_п.$$

При $r=3$ $\dfrac{p_{ср}}{p_д}=\dfrac{1}{8}=0{,}125$; при $r=2$ $\dfrac{p_{ср}}{p_д}=\dfrac{1}{6}=0{,}167$.

Специальными опытами получено $p_{ср}/p_д=0{,}178$.

Это подтверждает, что струя газа имеет форму, близкую к конической.

Так как пуля в периоде последействия газов мало меняет свою скорость (0,5—2%), то можно принять

$$l_п=v_д\Delta t_п \quad и \quad \Delta t_п=\frac{l_п}{v_д}.$$

Тогда формула (6.1)

$$\Delta v_0=\frac{s}{m}p_{ср}\Delta t_п$$

перепишется так:

$$\Delta v_0=\frac{s}{m}\frac{p_{ср}}{p_д}p_д\frac{l_п}{v_д}=\frac{p_{ср}}{p_д}\frac{s}{m}\frac{p_д}{v_д}l_п.$$

* Точнее было бы $p_{кр}=0{,}55p$.

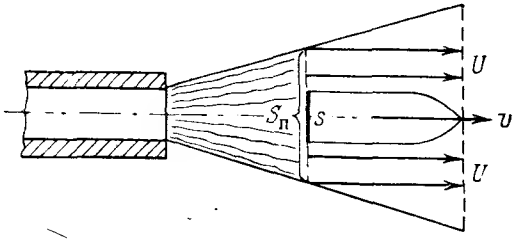
Непосредственно из опытов можно определить Δv_0 и рассчитать величину $l_п$ — длину участка периода последействия газов.

Проф. В. Е. Слухоцкий предложил для расчета давления на дно снаряда в периоде последействия теоретическую формулу, исходя из следующих допущений (фиг. 6. 9).

1. Струя газов имеет форму конуса.

2. В поперечном сечении конуса $S_п$, в котором в данный момент находится дно снаряда, плотность и скорость газов U одинаковы.

3. Из общей площади $S_п$ в данном сечении на снаряд действует давление газов в доле $s/S_п$.



Фиг. 6. 9. Схема струи в периоде последействия газов на снаряд.

4. Наличие в струе снаряда не влияет на закон истечения газов.

5. Давление на снаряд зависит от разности скоростей $U—v$ (снаряд рассматривается как подвижная стенка).

Формула проф. В. Е. Слухоцкого имеет вид

$$p_{сн} = k_1 \frac{s}{S_п} \frac{G_{расх}}{g} (U - v). \qquad (6.22)$$

Коэффициент k_1 учитывает механизм обтекания снаряда газовым потоком и определяется опытом в аэродинамической трубе со стороны дна, т. е. является коэффициентом «донного» сопротивления снаряда. В первом приближении значение k_1 для снаряда с цилиндрической частью можно принять равным 0,5; для снаряда с плоскосрезанным дном $k = 0{,}7$.

Проф. В. Е. Слухоцкий дал также специальную методику построения угла растворения конуса.

В формуле (6. 22) для $p_{сн}$ не учтены статическая составляющая силы реакции газов; а также отличие скоростей газов в данном поперечном сечении конуса $S_п$; они тем больше, чем ближе часть струи к ее оси (к оси снаряда). Это получается вследствие сопротивления воздуха струе и ее торможения, которое начинается с периферийных слоев.

Специальные опыты (табл. 6. 3) по определению скорости газов на разных расстояниях (20 и 50 *мм*) от оси струи позволили ввести поправку в коэффициент k_1. Если учесть неравномерность скоро-

стей газов от оси к периферии, то надо ввести дополнительный коэффициент $k_2=\frac{5}{1+4\frac{s}{S_п}}$, возрастающий от 1 до 5 по мере движения снаряда и увеличения сечения струи $S_п$.

Тогда

$$p_{сн}=k_1\frac{5}{1+4\frac{s}{S_п}}\frac{s}{S_п}\frac{G_{расх}}{g}(U-v). \qquad (6.23)$$

Сила, действующая на дно снаряда в периоде последействия газов *(теоретические зависимости)*

Из курса внешней баллистики известно, что лобовое сопротивление снаряда R_x обтекающей его струе газов выражается зависимостью

$$R_x=C_x\frac{G_{сек}}{g}U=C_xs\rho U\cdot U=C_xs\rho U^2, \qquad (6.24)$$

где C_x — коэффициент лобового сопротивления.

Эта зависимость относится к случаю обтекания потоком газов неподвижного снаряда.

При рассмотрении обтекания газами движущегося снаряда необходимо учитывать относительную скорость газов и снаряда.

Тогда

$$R_x=C_xs\rho U(U-v)=C_xs\rho U^2\left(1-\frac{v}{U}\right). \qquad (6.24')$$

Скорость звука в движущемся газе $a^2=gk\frac{p}{\rho}$, откуда

$$\rho=\frac{gkp_{сн}}{a^2}.$$

Подставляя полученное значение в формулу (6.24′), находим

$$R_x=C_xsgkp_{сн}\left(\frac{U}{a}\right)^2\left(1-\frac{v}{U}\right)=C_xgkMa^2\left(1-\frac{v}{U}\right)sp_{сн}. \qquad (6.25)$$

Учитывая неоднородность распределения скорости газов в струе, введем коэффициент $k_2=\frac{5}{1+4\frac{s}{S_п}}$. Тогда дополнительная составляющая сила давления на дно снаряда выразится так:

$$R_x=gk_2C_x(1+\theta)Ma^2\left(1-\frac{v}{U}\right)sp_{сн}. \qquad (6.25')$$

При продувке снаряда в трубе статическое давление в потоке равно 1 *кг/см*^{2}, и $и_м$ обычно пренебрегают. В потоке газов, вытекающих из канала ствола, статическое давление на снаряд в сечениях вблизи дульного среза достигает нескольких сот атмосфер, и его необходимо учитывать. Если прибавить к динамической слагающей [формула (6.25)] статическую $sp_{сн}$, то получим

$$R_x = \left[g k_2 C_x (1+\theta) Ma^2 \left(1 - \frac{v}{U}\right) + 1 \right] sp_{сн} = K_x sp_{сн}, \quad (6.26)$$

где K_x — отношение полной силы реакции струи на снаряд к силе статического давления.

РАЗДЕЛ ЧЕТВЕРТЫЙ

ОСНОВНЫЕ ЗАДАЧИ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ И МЕТОДЫ ИХ РЕШЕНИЯ. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ И ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОЦЕССА ВЫСТРЕЛА ДЛЯ СТВОЛЬНЫХ СИСТЕМ

Общая задача внутренней баллистики как науки состоит в установлении закономерностей, которые проявляются в явлении выстрела и в протекающих при этом процессах, и в использовании этих закономерностей для наиболее совершенного управления явлением выстрела, для проектирования и создания рациональных конструкций артиллерийских систем и других видов вооружения.

В *первом разделе* «Теоретические основы внутренней баллистики» были установлены законы горения порохов и образования газов. В третьем разделе выведено основное уравнение внутренней баллистики — уравнение преобразования энергии — и даны уравнения движения снаряда в *канале ствола*. Вместе с *этим* были выведены зависимости, выясняющие физическую сторону явлений выстрела,— выражения для работ, совершаемых газами в канале ствола; дан анализ сил, возникающих при движении снаряда по каналу, и распределения давлений в заснарядном объеме; даны зависимости для учета теплоотдачи каналу ствола при выстреле.

Таким образом, в первом и третьем разделах выяснена физическая сущность и закономерности процессов, протекающих при выстреле. Они выражаются определенной системой уравнений и рядом отдельных вспомогательных формул и зависимостей.

В четвертом разделе все эти зависимости используются для решения ряда теоретических и практических прикладных задач внутренней баллистики, для чего требуется разработать специальные методы решения этих задач.

Первая основная задача внутренней баллистики состоит в решении системы уравнений, выражающих закономерности процессов, протекающих при выстреле. Тем самым устанавливается связь между конструктивными данными канала ствола, условиями заряжания и баллистическими элементами выстрела (p, v, l, T, t, ψ).

Решение этой задачи для данного орудия и данных условий заряжания позволяет рассчитать зависимости изменения давления пороховых газов p и скорости снаряда v от пути снаряда l и от времени движения снаряда по каналу орудия t; попутно можно найти изменение величины сгоревшей части заряда ψ и температуры

газов T. При этом наряду с зависимостями p, l—v, l—p, t—v, t, выражающими общие закономерности изменения основных баллистических элементов, определяются две важнейшие баллистические характеристики орудия — наибольшее давление газов в канале ствола p_{max} и дульная скорость снаряда $v_д$ (или v_0).

Эту задачу называют также *прямой задачей* внутренней баллистики.

1. Конструктивные данные канала ствола:

$$d,\ s=n_s d^2;\ W_0 l_0=\frac{W_0}{s};\ l_{кам}=\frac{l_0}{\lambda},\ l_д;$$

$$\Lambda_д=\frac{W_д}{W_0}=\frac{l_д}{l_0};\ L_{кан}=l_{кам}+l_д;\ L_{ств}=L_{кан}+l_{зтв}.$$

2. Условия заряжания.

снаряд: $q,\ \left(\frac{\rho}{r}\right)^2,\ p_0$;

природа пороха: f, α, δ, u_1, θ,

форма и размеры пороха: $2e_1$, $2b$, $2c$, $\varkappa$, λ, $I_к=\frac{e_1}{u_1}$;

заряд: ω, $\Delta=\frac{\omega}{W_0}$, $\frac{\omega}{q}$;

воспламенитель: $f_в$, $\alpha_в$, $\omega_в$.

При заданных конструктивных характеристиках орудия и условиях заряжания эта задача имеет *единственное решение* — единственную строго определенную кривую давления, ее максимум p_{max} и единственную кривую нарастания скорости снаряда и дульную скорость $v_д$.

Изменяя условия заряжания или конструктивные данные канала ствола, можно проследить влияние этих изменений на изменение кривых давления газов и скорости снаряда, т. е. решить ряд частных прямых задач.

Вторая основная задача внутренней баллистики — задача баллистического проектирования орудия — состоит в определении конструктивных данных канала ствола и условий заряжания, при которых снаряд данного калибра d и веса q получит при вылете из канала ствола определенную заданную дульную (начальную) скорость $v_д$. Величина этой скорости задается на основе тактико-технических требований, предъявляемых к проектируемому орудию.

По существу она является обратной задачей внутренней баллистики по отношению к прямой основной задаче, и при ее решении используются закономерности, установленные в прямой задаче.

Так как число заданных величин мало (d, q, $v_д$, иногда p_{max}), а требуется найти ряд конструктивных данных и условия заряжания, то задача баллистического проектирования допускает *множество вариантов решений,* множество комбинаций конструктивных данных орудия и условий заряжания, при которых можно получить заданную скорость снаряда. Выбор окончательного варианта зависит от ряда предъявляемых требований, а также от опыта и знаний конструктора.

Для окончательно выбранного варианта решается прямая задача — рассчитываются кривые $p, l — v, l — p, t — v, t$. Кривая p, l и величина p_{max} используются конструкторами для расчета прочности стенок ствола, снаряда, гильзы и капсюльных втулок, кривая p, t — для расчета конструкции тормоза отката, накатника и лафета в целом, а также для расчета конструкции взрывателей и дистанционных трубок. Вместе с этим для технолога-пороховика задаются форма и размеры или марка пороха, по которым на заводе должны быть или изготовлены новые матрицы для прессования порохов, или взяты готовые из имеющегося запаса.

Таким образом, от целесообразности и рациональности выбранного варианта баллистического решения в значительной степени зависит дальнейшее проектирование всей артиллерийской системы в целом и боеприпасов к ней.

Поэтому *задача баллистического проектирования орудий является важнейшей прикладной задачей внутренней баллистики.*

На основе решения прямой задачи и анализа полученных зависимостей можно установить основные закономерности для баллистических элементов в различные моменты движения снаряда по каналу ствола, а также их изменения с изменением некоторых параметров и условий заряжания. К баллистическим элементам относятся:

а) величина максимального давления p_{max}, соответствующие ему путь l_m и скорость v_m;

б) элементы в момент конца горения пороха $p_к$, $l_к$, $v_к$;

в) элементы в момент прохождения дном снаряда дульного среза ($p_д$, $v_д$).

Методы решения основной задачи внутренней баллистики

В основе всех исследований лежит теоретическое решение основной прямой задачи внутренней баллистики; поэтому в первую очередь надо изучить методы решения этой задачи.

Пока теоретические основы внутренней баллистики не были достаточно полно разработаны, преимущественное значение имели *эмпирические методы* решения задач. Наряду с эмпирическими формулами применялись также эмпирические таблицы, дававшие возможность быстро подсчитать элементы кривых давления газов, скорости и пути снаряда; иногда можно было определить и время движения снаряда. Эти методы применялись в конце XIX и начале

XX вв. К таким методам следует отнести формулы Н. А. Забудского и таблицы Г. П. Киснемского. Очень много эмпирических методов предлагалось иностранными авторами (Валье, Цейдлиц, Ледюк, Гейденрейх, Кранц и др.) *.

Недостаток этих методов в том, что они не учитывают влияния некоторых очень важных факторов и условий заряжания, причем их можно применять только в тех условиях и границах, при которых они были составлены. Тем не менее до разработки аналитических методов, более точных и ближе учитывающих действительную картину явления выстрела, эти методы, особенно за границей, широко применялись благодаря своей простоте. Например, еще в 1930 г. в американском курсе Мак-Фарланда как основной метод принимался эмпирический метод Ледюка, несмотря на наличие к тому времени гораздо более точных аналитических методов. И только после второй мировой войны в 1950 г. появилась книга Д. Корнера (Англия) «Теория внутренней баллистики орудий» и книга 15 авторов «Внутренняя баллистика» в 1951 г., где много внимания отводится теоретическим вопросам и аналитическим методам решения задач внутренней баллистики.

В настоящее время эмпирические методы у нас практически не применяются.

Аналитические методы решения основной задачи учитывают достаточно полно влияние большого числа из действующих при выстреле процессов и факторов, дают глубокое проникновение в действительную природу явления выстрела и ближе отвечают физической сущности процессов, протекающих при выстреле.

При аналитическом методе решение прямой задачи сводится к решению и интегрированию системы дифференциальных и конечных уравнений различных видов. Это может быть сделано математически строго, и тогда решение получается более сложным, или с упрощениями, приближенно, и тогда получаются более простые формулы.

Ввиду сложности получаемых зависимостей при точных решениях для облегчения анализа взаимосвязи и влияния одних баллистических элементов на другие обычно применяют приближенные формулы.

Аналитические решения могут быть даны на основе как геометрического, так и физического закона горения.

Впервые в мировой литературе математически строгое решение основной задачи внутренней баллистики было дано проф. Н. Ф. Дроздовым в 1903 г. для случая, когда давление форсирова-

* И. П Граве, Пиродинамика, вып. I, изд. Артакадемии им. Дзержинского, 1933,

М. И. Глобус, Эмпирические методы внутренней баллистики, изд. Артакадемии им. Дзержинского, 1933.

ния $p_0=0$, а в 1910 г. — для случая $p_0>0$ ($p_0=300$ *кг/см*^{2}). Он продолжал работу над усовершенствованием своего метода и в 1936 и в 1950 гг. Проф. И. П. Граве в 1919 г. дал более простой, но приближенный метод, взяв за основу несколько переработанный им метод итальянского баллистика Бианки. Позже появились варианты точного метода проф. Н. Ф. Дроздова, предложенные проф. Г. В. Оппоковым, затем проф. М. С. Гороховым, а также вариант упрощенного метода проф. В. Е. Слухоцкого и ряд других. Все эти методы базировались на использовании геометрического закона горения пороха. Как было показано, действительное горение пороха отклоняется в ряде случаев от геометрического закона; поэтому М. Е. Серебряков разработал метод решения основной задачи на основе физического закона горения как для случая более простого ($\nu=1$; $u=u_1 p$), так и для более сложного ($\nu<1$; $u=Ap^\nu$). Весьма простое решение получилось в упрощенном методе А. С. Рябова.

Для ускорения вычислений и расчетов при разработке аналитических методов обычно составляются таблицы вспомогательных функций или величин, необходимых для расчетов. Это значительно ускоряет решение задач. Такие таблицы широко используют проф. Г. В. Оппоков и М. С. Горохов.

С 1940 г. во внутренней баллистике появились так называемые обобщенные решения основной задачи внутренней баллистики, когда в основные зависимости вводились относительные переменные и обобщенные или укрупненные параметры. К таким формулам следует отнести формулы проф. М. С. Горохова и Л. И. Свиридова, проф. Б. Н. Окунева, Г. В. Оппокова и Н. Ф. Дроздова, распространившего этот метод и на комбинированные заряды.

Наряду с аналитическими методами сейчас широко применяют *решение системы дифференциальных уравнений численными методами*. Эти методы применяют в тех случаях, когда значение одного или нескольких характеристик или параметров меняется во время выстрела. При аналитическом решении в конечном виде приходится брать средние значения этих параметров, например коэффициенты

$\theta=\frac{c_p}{c_w}-1$, f, φ, u_1 и др.

Метод численного интегрирования был использован впервые в баллистике В. М. Трофимовым (1918 г.); он применил общий метод Адамса—Штёрмера в интерпретации акад. А. Н. Крылова к интегрированию уравнений внешней баллистики для расчета траектории снаряда, брошенного с большой начальной скоростью при сверхдальней стрельбе.

Много работали по внедрению этого метода для решения задач внутренней баллистики проф. Г. В. Оппоков, Н. А. Упорников, П. В. Мелентьев, проф. Б. Н. Окунев.

Большим практическим шагом вперед в деле ускорения решения прямых задач и получения возможности быстро решать обратные задачи при расчете вариантов баллистического проектирования орудий было составление таблиц для решения задач внутренней баллистики. В этих таблицах обычно по двум входным числам — параметрам условий заряжания — можно было найти основные баллистические элементы: наибольшее давление p_{max}, его положение l_m, положение снаряда в конце горения $l_к$, давление $p_к$ и начальную скорость снаряда $v_д$ в функции от пути $l_д$ снаряда по каналу ствола. Таблицы имеют важное значение потому, что они допускают решение и обратной задачи — по заданной $v_д$ при данном p_{max} определить путь снаряда $l_д$, объем каморы W_0, длину каморы $l_{кам}$, длину канала ствола и всего ствола, рассчитать толщину и марку пороха. Такая задача не решается аналитически.

Таблицы для решения задач внутренней баллистики, сначала краткие, потом более подробные, были составлены проф. Н. Ф. Дроздовым (1920 и 1933 гг.); они получили широкое применение в конструкторских бюро, и по их образцу были составлены другие более полные таблицы, позволявшие быстро получить величину текущих значений давления p, скорости v, времени t в функции пути l или $\Lambda = l/l_0$. К ним относятся таблицы кафедры внутренней баллистики Артакадемии (1933 г.), подробные таблицы АНИИ (1933 г.) и ГАУ (1942 г.), таблицы или баллистические сборники проф. Б. Н. Окунева (1940 г.), А. С. Рябова (1940 г.), И. П. Граве — для комбинированных зарядов (1953 г.), таблицы М. Е. Серебрякова — для порохов с семью каналами, составленные на основе физического закона горения.

По сути дела, баллистические таблицы представляют собой переведенные в числа аналитические зависимости теории подобия для ряда конкретных условий заряжания.

Баллистические таблицы дают возможность решать ряд таких задач, которые нельзя решить при помощи аналитических формул, в частности обратную задачу баллистического проектирования.

До составления таблиц решали ряд прямых задач, чтобы получить заданную $v_д$ при выбранном p_{max}.

Вот почему иногда называют применение таблиц для решения задач внутренней баллистики *табличным методом решения.*

В таблицах основные элементы выстрела (p, v, l, t) непосредственно связаны между собой. Это позволяет проводить анализ и дает возможность разработать специальную методику решения таких задач, которые нельзя решить аналитическим методом.

Развитие теории баллистического проектирования стало возможным только вследствие наличия таблиц. Вот почему так велико значение первых таблиц, составленных проф. Н. Ф. Дроздовым.

За последнее время в связи с внедрением в практику расчетов электронных быстродействующих математических машин внутренняя баллистика получила мощное средство для быстрого решения

ряда вопросов, на которое раньше потребовалось бы огромное количество длительных расчетных работ.

Применение электронных счетных машин значительно ускоряет исследование самых разнообразных вопросов внутренней баллистики.

Глава VII

РЕШЕНИЕ ОСНОВНОЙ ЗАДАЧИ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ АНАЛИТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

7.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ, ОСНОВНЫЕ ДОПУЩЕНИЯ

Как было показано выше, основная задача внутренней баллистики состоит в решении системы уравнений, выражающих закономерности протекающих при выстреле процессов, что позволяет установить зависимости изменения давления газов и скорости снаряда от конструктивных данных канала ствола и условий заряжания. Решение задачи при заданных условиях позволяет рассчитать и построить кривые давления газов (p, l и p, t) и скорости снаряда (v, l и v, t) и тем самым определить величину и положение максимального давления, элементы в момент конца горения пороха и в момент прохождения дна снаряда через дульный срез.

Система уравнений внутренней баллистики

Система уравнений выражает закономерности процессов, протекающих при выстреле.

1. Основное уравнение внутренней баллистики — уравнение преобразования энергии

$$ps(l_\psi + l) = f\omega\psi - \frac{\theta}{2}\varphi m v^2, \qquad (7.1)$$

или

$$\frac{f\omega\psi}{\theta}\left(1 - \frac{T}{T_1}\right) = \frac{\varphi m v^2}{2}.$$

2. Уравнения горения пороха

$$\psi = \varkappa z + \varkappa\lambda z^2 = \varkappa z - (\varkappa - 1) z^2,$$

$$\sigma = 1 + 2\lambda z, \quad \text{или} \quad \sigma = \sqrt{1 + 4\frac{\lambda}{\varkappa}\psi},$$

$$u = \frac{de}{dt} = u_1 p.$$

3. Уравнения движения снаряда

$$\varphi m \frac{dv}{dt} = sp,$$

или

$$\varphi m v \frac{dv}{dl} = sp.$$

Решая совместно эти уравнения, можно установить связь между баллистическими элементами (p, v, l, T, t, ψ) в данном орудии при заданных условиях заряжания и построить зависимости давления газов и скорости снаряда в функции пути снаряда и времени его движения.

Основные допущения. Как отмечалось, основными методами решения, использующими всю систему этих уравнений, являются аналитический и численный методы. Ввиду сложности процесса выстрела и еще недостаточно точного знания некоторых факторов, влияющих на результаты выстрела, при любом методе решения необходимо ввести определенные ограничения и допущения, схематизирующие и упрощающие некоторые стороны процесса выстрела.

Обычно принимают следующие основные допущения:

1. Горение пороха происходит по геометрическому закону.

2. Порох горит при среднем давлении p (хотя на самом деле оно меняется от $p_{дн}$ до $p_{сн}$).

3. Закон скорости горения выражается формулой $u = u_1 p$.

4. Учитываемые работы газов пропорциональны главной работе поступательного движения снаряда и учитываются постоянным коэффициентом φ.

5. Охлаждение газов в результате теплоотдачи стенкам ствола непосредственно не учитывается и может быть принято в расчет или уменьшением силы пороха f, зависящей от температуры газов ($f = RT_1$), или увеличением показателя θ:

$$\theta = \frac{1}{A + BT_{ср}}.$$

6. Состав продуктов горения не меняется, и величины f и α постоянны.

7. Показатель θ принимается постоянным средним значением, хотя он имеет меньшую величину в начале процесса выстрела и растет по мере уменьшения температуры газов.

8. Работа врезания пояска снаряда в нарезы отдельно не учитывается; принимается, что снаряд стоит на месте, пока давление газов не достигнет величины давления форсирования p_0; врезание принимается мгновенным, а не постепенным, как это происходит на самом деле.

9. Движение снаряда по каналу рассматривается до момента прохождения дна его через дульный срез ствола.

10. Растяжением стенок ствола при выстреле и прорывом газов через зазоры между ведущим пояском и каналом ствола пренебрегают.

Эти допущения, заведомо схематизирующие и упрощающие процесс выстрела и в некоторой степени отклоняющиеся от действительности, и принятие переменных величин их средними постоянными значениями приводят к тому, что те зависимости и закономерности, которые получаются даже при математически строгом решении задачи, выразят физическую сущность явления процесса выстрела лишь с некоторым приближением.

Поэтому вычисленные на основе этого решения значения $p_{\max}$ и $v_д$ могут и не совпадать с опытными значениями

Для получения расчетным путем данных, хорошо согласующихся с опытными, приходится даже для математически строгого решения при приближенных допущениях вводить «коэффициенты согласования» с опытом, которые по существу характеризуют степень нашего незнания действительных процессов, протекающих при выстреле.

Чем меньше этих коэффициентов и чем ближе они к единице, тем выше степень приближения нашего решения к действительности.

При наличии ряда допущений даже точное решение приводит к приближенным значениям баллистических элементов ($p_{\max}$ и $v_д$); поэтому ряд авторов прибегает к упрощениям в самом процессе решения и получает более простые и более удобные выражения для анализа баллистических элементов; подбором коэффициентов согласования для каждого метода можно получить результаты расчетов, очень близкие к опытным.

7.2. АНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ ОСНОВНОЙ ЗАДАЧИ ПРИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОМ ЗАКОНЕ ГОРЕНИЯ

Метод $l_{\psi\ ср}$ (упрощенный метод проф. Н. Ф. Дроздова)

Сущность метода состоит в том, что каждый из баллистических элементов выстрела (ψ, v, l, p) выражается в функции единой независимой переменной — относительной толщины пороха, сгоревшей от начала движения снаряда. Эта величина $x=z-z_0$, выбранная проф. Н. Ф. Дроздовым, имеет совершенно определенный физический смысл.

Зная для каждой величины x значения баллистических элементов выстрела, можно установить связь между баллистическими элементами и выразить p и v в функции l, т. е. решить задачу внутренней баллистики.

Решение задачи проводят последовательно по периодам, сначала для порохов дегрессивной формы, применяя двучленную зависимость для $\psi=f(z)$, а потом — для порохов прогрессивной формы.

Предварительный период

В этом периоде давление пороховых газов нарастает от давления газов воспламенителя $p_в$ до давления форсирования p_0, причем по принятому допущению снаряд стоит на месте и объем каморы остается постоянным.

Применяя зависимости, выведенные в гл. III, установим связь между p_0 и соответствующей ему сгоревшей частью заряда ψ_0:

$$p_0 = p_в + \frac{f\Delta\psi_0}{1 - \frac{\Delta}{\delta} - \Delta\left(\alpha - \frac{1}{\delta}\right)\psi_0},$$

откуда

$$\psi_0 = \frac{\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta}}{\frac{f}{p_0 - p_в} + \alpha - \frac{1}{\delta}}.$$

Так как $p_в$ обычно не превышает 50 *кг/см*^{2}, а величина p_0 известна весьма приближенно, то обычно в этой формуле пренебрегают величиной $p_в$. Тогда

$$\psi_0 = \frac{\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta}}{\frac{f}{p_0} + \alpha - \frac{1}{\delta}}.$$

Величина ψ_0 зависит, главным образом, от Δ и обычно колеблется от 0,02 до 0,1.

Величину z_0 определяют из равенства

$$\psi_0 = \varkappa z_0 + \varkappa\lambda z_0^2.$$

Так как величина z_0 обычно невелика ($\sim$0,03) и $\varkappa\lambda \approx 0{,}05 \div 0{,}06$, то, пренебрегая вторым членом равенства, получаем

$$\psi_0 \approx \varkappa z_0,$$

откуда

$$z_0 \approx \frac{\psi_0}{\varkappa}.$$

Точное значение z_0 выражается зависимостью

$$z_0 = \frac{2\psi_0}{(\sigma_0 + 1)\varkappa}.$$

Так как $\sigma_0 \approx 0{,}997$, то, действительно, $z_0 \approx \frac{\psi_0}{\varkappa}$.

Значение σ_0 можно найти по любой из формул

$$\sigma_0 = 1 + 2\lambda z_0 \quad \text{или} \quad \sigma_0 = \sqrt{1 + 4\frac{\lambda}{\varkappa}\psi_0} = \sqrt{1 - 4\frac{\varkappa - 1}{\varkappa^2}\psi_0}.$$

Время сгорания части ψ_0 заряда до начала движения находят по формуле

$$t_0 = 2{,}303\frac{I_к(1 - \alpha\Delta)}{f\Delta}\lg\frac{p_0}{p_в}.$$

Таким образом, можно рассчитать значения характеристик пороха (z_0, σ_0, ψ_0) к началу движения снаряда, к началу первого периода.

Кроме этих характеристик, надо знать величину $l_{\psi 0}$, приведенную длину свободного объема каморы в начале движения:

$$l_{\psi 0} = \frac{W_{\psi 0}}{s} = \frac{1}{s}\left[W_0 - \frac{\omega}{\delta} - \omega\left(\alpha - \frac{1}{\delta}\right)\psi_0\right] = l_0\left[1 - \frac{\Delta}{\delta} - \Delta\left(\alpha - \frac{1}{\delta}\right)\psi_0\right].$$

Первый период

Основная задача — вывести выражения, связывающие между собой баллистические элементы: путь снаряда l, скорость v, давление газов p, сгоревшую толщину z и сгоревшую часть заряда ψ. Все эти величины зависят одна от другой, и одну из них надо выбрать за независимую переменную. Проф. Н. Ф Дроздов предложил за независимую переменную принять величину

$$x = z - z_0 = \frac{e}{e_1} - \frac{e_0}{e_1},$$

где x — относительная толщина пороха, сгоревшего от начала движения снаряда; эта величина имеет определенный физический и геометрический смысл, в чем ее преимущество перед рядом независимых переменных, предлагавшихся другими авторами. Как будет показано ниже, величина x пропорциональна скорости снаряда v.

В дальнейшем каждую из четырех величин ψ, v, l, p выразим в функции x и тем самым установим связь их между собой.

Пределы изменения x известны заранее: в начале движения снаряда $z = z_0$ и $x = 0$; в конце горения $z_к = 1$ и $x_к = 1 - z_0 < 1$.

Зависимость $\psi = f_1(x)$. Подставляя в формулу $\psi = \varkappa z + \varkappa\lambda z^2$ величину $z = z_0 + x$, получаем

$$\psi = \varkappa z_0 + \varkappa\lambda z_0^2 + \varkappa(1 + 2\lambda z)x + \varkappa\lambda x^2,$$

но

$$\varkappa z_0 + \varkappa\lambda z_0^2 = \psi_0,$$

$$1 + 2\lambda z_0 = \sigma_0.$$

Обозначаем $\varkappa\sigma_0 = k_1$. Тогда

$$\boxed{\psi = \psi_0 + k_1 x + \varkappa\lambda x^2}. \qquad (7.2)$$

Зависимость $v = f_2(x)$. Из уравнения движения

$$\varphi m \frac{dv}{dt} = sp$$

$$dv = \frac{s}{\varphi m} p\, dt = \frac{sI_к}{\varphi m} \frac{dI}{I_к} = \frac{sI_к}{\varphi m} dz, \qquad (7.3)$$

так как

$$I = \frac{e}{u_1} \quad \text{и} \quad \frac{dI}{I_к} = \frac{de}{e_1} = dz.$$

Интегрируем выражение (7.3)

$$\int_0^v dv = \frac{sI_к}{\varphi m} \int_{z_0}^{z} dz,$$

или

$$\boxed{v = \frac{sI_к}{\varphi m}(z - z_0) = \frac{sI_к}{\varphi m} x}. \qquad (7.4)$$

Следовательно, скорость снаряда v прямо пропорциональна величине x.

Для конца горения пороха

$$v_к = \frac{sI_к}{\varphi m} x_к = \frac{sI_к}{\varphi m}(1 - z_0). \qquad (7.5)$$

Следовательно, скорость снаряда в конце горения пороха можно вычислить заранее, зная $I_к = e_1/u_1$ и характеристику снаряда $\varphi m/s$ (величина, пропорциональная поперечной нагрузке снаряда q/s).

Формула (7.5) позволяет вычислить величину $v_к$ заранее, но не дает представления о том, на каком пути сгорает порох — до или после вылета снаряда.

Поэтому одна эта формула является недостаточной, и надо еще найти общую зависимость для пути l в функции x и для пути $l_к$ в конце горения.

Зависимость $l = f_3(x)$. Для определения зависимости пути снаряда от x используются два уравнения: уравнение энергии и уравнение движения во втором виде:

$$ps(l_\psi + l) = f\omega\psi - \frac{1}{2}\varphi m v^2 = f\omega\left(\psi - \frac{v^2}{v_{пр}^2}\right),$$

$$ps\, dl = \varphi m v\, dv,$$

где

$$v_{\text{пр}}^2 = \frac{2f\omega}{\varphi\theta m}.$$

Деля почленно второе уравнение на первое, исключаем p; в правой части ψ и v по (7.2) и (7.4) являются функциями только x, левая часть — функцией l.

$$\frac{dl}{l_\psi + l} = \frac{\varphi m}{f\omega} \frac{v\,dv}{\psi - \frac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}} = dF(x).$$

Подставляя в правую часть вместо ψ и v их выражения (7.2) и (7.4), получим

$$dF(x) = \frac{\varphi m}{f\omega} \frac{\frac{s^2 I_{\text{к}}^2}{\varphi^2 m^2} x\,dx}{\psi_0 + k_1 x + \varkappa\lambda x^2 - \frac{s^2 I_{\text{к}}^2 \varphi m \theta}{\varphi^2 m^2 f\omega 2} x^2} =$$

$$= \frac{s^2 I_{\text{к}}^2}{f\omega\varphi m} \frac{x\,dx}{\psi_0 + k_1 x - \left(\frac{s^2 I_{\text{к}}^2}{f\omega\varphi m} \frac{\theta}{2} - \varkappa\lambda\right) x^2}.$$

Группировку констант $\frac{s^2 I_{\text{к}}^2}{f\omega\varphi m}$ проф. Дроздов предложил обозначить через B и назвал «параметром условий заряжания»:

$$B = \frac{s^2 I_{\text{к}}^2}{f\omega\varphi m}.$$

Она непосредственно влияет на величину $p_{\max}$.

Обозначим (также по Дроздову)

$$\frac{B\theta}{2} - \varkappa\lambda = B_1.$$

Примечание. Так как $\varkappa\lambda = 1 - \varkappa$, то $B_1 = \frac{B\theta}{2} + \varkappa - 1 = \varkappa - \left(1 - \frac{B\theta}{2}\right)$,

$$\frac{B}{B_1} = \frac{B}{\frac{B\theta}{2} - \varkappa\lambda} = \frac{1}{\frac{\theta}{2} - \frac{\varkappa\lambda}{B}} = \frac{1}{\frac{\theta}{2} + \frac{|\varkappa\lambda|}{B}} = \frac{1}{\frac{\theta}{2} + \frac{\varkappa - 1}{B}}.$$

При данных θ и B величина B/B_1 зависит от формы пороха ($\varkappa - 1$). Чем больше дегрессивность формы, тем больше ($\varkappa - 1$), тем меньше B/B_1; при уменьшении дегрессивности горения, при уменьшении ($\varkappa - 1$) до нуля для порохов с постоянной поверхностью горения, отношение B/B_1 стремится к $2/\theta \div 10$; для ленточных порохов $\varkappa \approx 1{,}06$, $B/B_1 \approx 8 \div 9$, для брусковых $\varkappa = 2{,}0$, $B/B_1 \approx 5 \div 6$

Тогда

$$\frac{dl}{l_\psi + l} = \frac{B x\,dx}{\psi_0 + k_1 x - B_1 x^2} = -\frac{B}{B_1}\cdot\frac{x\,dx}{x^2 - \frac{k_1}{B_1}x - \frac{\psi_0}{B_1}} = -\frac{B}{B_1}\cdot\frac{x\,dx}{\zeta_1(x)}, \qquad (7.6)$$

где $\zeta_1(x) = x^2 - \frac{k_1}{B_1}x - \frac{\psi_0}{B_1}$.

Это *основное дифференциальное уравнение для пути снаряда в функции x.*

Различные авторы решают это уравнение по-разному.

Проф. Н. Ф. Дроздов решил его математически строго, приведя к обычному виду дифференциального уравнения первого порядка первой степени относительно функции l.

Решение получается достаточно сложным и громоздким.

Это дифференциальное уравнение можно упростить, полагая в левой части под интегралом $l_\psi = l_{\psi ср} = \text{const}$; получается уравнение с разделенными переменными, обе части которого легко интегрируются:

$$\int_0^l \frac{dl}{l_{\psi ср} + l} = -\frac{B}{B_1}\int_0^x \frac{x\,dx}{x^2 - \frac{k_1}{B_1}x - \frac{\psi_0}{B_1}}.$$

Интеграл правой части представляет собой логарифмическую функцию x, которую обозначим пока через $\ln Z_x$. (Решение ее см. ниже). После интегрирования имеем

$$\ln\left(\frac{l_{\psi ср} + l}{l_{\psi ср}}\right) = \ln\left(1 + \frac{l}{l_{\psi ср}}\right) = -\frac{B}{B_1}\ln Z_x,$$

или

$$\ln\left(1 + \frac{l}{l_{\psi ср}}\right) = \ln Z_x^{-B/B_1}.$$

Отсюда

$$\boxed{l = l_{\psi ср}\left(Z_x^{-B/B_1} - 1\right)}. \qquad (7.7)$$

Нетрудно показать, что функция Z_x является функцией двух параметров и может быть найдена по таблице о двух входах:

$$\ln Z_x = \int_0^x \frac{x\,dx}{x^2 - \frac{k_1}{B_1}x - \frac{\psi_0}{B_1}}.$$

Умножая числитель и знаменатель этой формулы на B_1^2/k_1^2 и обозначая $B_1\psi_0/k_1^2=\gamma=\text{const}$ и $\frac{B_1}{k_1}x=\beta$ — переменная, получим

$$\ln Z_x=\int_0^x \frac{\frac{B_1}{k_1}\,x\,d\left(\frac{B_1}{k_1}x\right)}{\left(\frac{B_1}{k_1}x\right)^2-\frac{B_1}{k_1}x-\frac{B_1\psi_0}{k_1^2}}=\int_0^\beta \frac{\beta\,d\beta}{\beta^2-\beta-\gamma}=F(\gamma,\ \beta).$$

Ниже приводится таблица функции $\lg Z_x^{-1}$ о двух входах γ и β. Для расчета по формуле (7.7) надо $\lg Z_x^{-1}$ умножить на показатель B/B_1 и по этому логарифму найти Z_x^{-B/B_1}.

Для решения интеграла $\ln Z_x=\int_0^\beta \frac{\beta\,d\beta}{\beta^2-\beta-\gamma}$ разлагаем подынтегральную функцию на простейшие дроби и находим корни уравнения $\beta^2-\beta-\gamma=0$:

$$\beta=-\frac{1}{2}\pm\sqrt{\frac{1}{4}+\gamma}=-\frac{1}{2}\left(1\mp\sqrt{1+4\gamma}\right).$$

Обозначив $\sqrt{1+4\gamma}=b$, получим

$$\beta_1=-\frac{1-b}{2};\quad \beta_2=-\left(\frac{1+b}{2}\right);\quad \beta_2-\beta_1=-b.$$

Составляем равенство для определения числителей простейших дробей:

$$\frac{\beta}{\beta^2-\beta-\gamma}=\frac{A_1}{\beta-\beta_1}+\frac{A_2}{\beta-\beta_2}.$$

Приравнивая справа и слева коэффициенты при одинаковых степенях x, находим

$$A_1=\frac{b+1}{2b};\quad A_2=\frac{b-1}{2b};$$

$$\int_0^\beta \frac{\beta\,d\beta}{\beta^2-\beta-\gamma}=\frac{b-1}{2b}\int_0^\beta\frac{d\beta}{\beta-\beta_1}+\frac{b-1}{2b}\int_0^\beta\frac{d\beta}{\beta-\beta_2}=$$

$$=\ln\left(1-\frac{\beta}{\beta_1}\right)^{\frac{b+1}{2b}}\left(1-\frac{\beta}{\beta_2}\right)^{\frac{b-1}{2b}}=\ln Z_x.$$

Подставляя значения β_1 и β_2, имеем

$$Z_x=\left(1-\frac{2}{b+1}\beta\right)^{\frac{b+1}{2b}}\left(1+\frac{2}{b-1}\beta\right)^{\frac{b-1}{2b}}.$$

Итак, действительно $\lg Z_x$ является функцией постоянного параметра $\gamma=B_1\psi_0'/k_1^2$, входящего в величину b, и переменной величины $\beta=\frac{B_1}{k_1}x$. По этим двум входам составлена таблица для функции $\lg Z_x^{-1}$, что удобнее для расчета пути l по формуле (7.7). Табл. 7.1 функции $\lg Z_x^{-1}$ приведена ниже.

Значения функции $\lg Z_x^{-1}(\beta_1 \gamma)$ Таблица 7.1

β \ γ	0	0,0005	0,001	0,002	0,004	0,006	0,008	0,010	0,020	0,040	0,060	0,080	0,100	0,150	0,200
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,020	0,0088	0,0080	0,0075	0,0067	0,0057	0,0049	0,0044	0,0039	0,0023	0,0017	0,0011	0,0009	0,0008	0,0006	0,0004
0,040	0,0177	0,0168	0,0161	0,0150	0,0134	0,0123	0,0114	0,0106	0,0079	0,0054	0,0041	0,0033	0,0028	0,0020	0,0015
0,060	0,0269	0,0258	0,0250	0,0238	0,0219	0,0204	0,0192	0,0181	0,0144	0,0103	0,0081	0,0067	0,0057	0,0042	0,0033
0,080	0,0362	0,0351	0,0342	0,0329	0,0307	0,0290	0,0275	0,0262	0,0215	0,0161	0,0130	0,0109	0,0094	0,0070	0,0056
0,100	0,0458	0,0446	0,0436	0,0422	0,0398	0,0379	0,0362	0,0347	0,0292	0,0225	0,0185	0,0157	0,0137	0,0104	0,0084
0,120	0,0555	0,0543	0,0533	0,0517	0,0491	0,0471	0,0452	0,0435	0,0373	0,0294	0,0246	0,0211	0,0185	0,0142	0,0116
0,140	0,0655	0,0642	0,0632	0,0615	0,0588	0,0565	0,0545	0,0527	0,0458	0,0368	0,0311	0,0269	0,0238	0,018	0,0152
0,160	0,0757	0,0744	0,0734	0,0716	0,0687	0,0663	0,0641	0,0622	0,0546	0,0446	0,0380	0,0332	0,0295	0,0232	0,0191
0,180	0,0862	0,0848	0,0838	0,0819	0,0789	0,0763	0,0740	0,0720	0,0637	0,0528	0,0453	0,0399	0,0356	0,0283	0,0234
0,200	0,0969	0,0955	0,0944	0,0925	0,0893	0,0867	0,0842	0,0820	0,0732	0,0613	0,0530	0,0469	0,0421	0,0337	0,0281
0,220	0,1079	0,1065	0,1053	0,1034	0,1001	0,0972	0,0947	0,0924	0,0830	0,0702	0,0611	0,0543	0,0490	0,0395	0,0381
0,240	0,1192	0,1177	0,1166	0,1145	0,1111	0,1081	0,1055	0,1031	0,0932	0,0794	0,0697	0,062	0,0562	0,0456	0,0384
0,260	0,1308	0,1293	0,1281	0,1260	0,1224	0,1194	0,1166	0,1141	0,1037	0,0889	0,0783	0,0702	0,0638	0,0520	0,0440
0,280	0,1427	0,1411	0,1399	0,1378	0,1341	0,1309	0,1280	0,1254	0,1145	0,0988	0,0874	0,0787	0,0717	0,0588	0,0499
0,300	0,1549	0,1533	0,1521	0,1499	0,1461	0,1428	0,1398	0,1371	0,1256	0,1090	0,0969	0,0875	0,0799	0,0659	0,0561
0,320	0,1675	0,1659	0,1646	0,1624	0,1585	0,1551	0,1520	0,1491	0,1371	0,1196	0,1067	0,0967	0,0885	0,0733	0,0626
0,340	0,1805	0,1783	0,1775	0,1752	0,1712	0,1677	0,1645	0,1615	0,1490	0,1306	0,1169	0,1062	0,0974	0,0810	0,0694
0,360	0,1938	0,1922	0,1908	0,1884	0,1843	0,1807	0,1774	0,1743	0,1613	0,1419	0,1275	0,1161	0,1067	0,0890	0,0766
0,380	0,2076	0,2059	0,2046	0,2021	0,1979	0,1941	0,1907	0,1875	0,1740	0,1536	0,1385	0,1263	0,1163	0,0974	0,0840
0,400	0,2219	0,2201	0,2188	0,2163	0,2119	0,2080	0,2045	0,2012	0,1871	0,1659	0,1499	0,1370	0,1264	0,1062	0,0917
0,420	0,2366	0,2348	0,2335	0,2310	0,2264	0,2224	0,2187	0,2154	0,2007	0,1786	0,1617	0,1481	0,1369	0,1153	0,0998
0,440	0,2518	0,2500	0,2486	0,2461	0,2414	0,2373	0,2335	0,2301	0,2148	0,1917	0,1739	0,1596	0,1478	0,1247	0,1082
0,460	0,2676	0,2658	0,2643	0,2617	0,2569	0,2527	0,2488	0,2453	0,2294	0,2052	0,1866	0,1715	0,1589	0,1347	0,1169
0,480	0,2840	0,2822	0,2806	0,2779	0,2730	0,2687	0,2647	0,2610	0,2446	0,2193	0,1998	0,1839	0,1705	0,1447	0,1260
0,500	0,3010	0,2992	0,2976	0,2948	0,2898	0,2853	0,2812	0,2773	0,2604	0,2340	0,2136	0,1968	0,1827	0,1554	0,1354
0,520	0,3187	0,3169	0,3153	0,3124	0,3073	0,3026	0,2984	0,2943	0,2768	0,2493	0,2279	0,2102	0,1954	0,1665	0,1452
0,540	0,3372	0,3353	0,3337	0,3307	0,3255	0,3207	0,3163	0,3121	0,2939	0,2653	0,2428	0,2242	0,2086	0,1780	0,1555
0,560	0,3565	0,3545	0,3529	0,3498	0,3445	0,3396	0,3350	0,3307	0,3117	0,2819	0,2583	0,2388	0,2223	0,1900	0,1662
0,580	0,3767	0,3747	0,3730	0,3699	0,3644	0,3593	0,3545	0,3501	0,3304	0,2992	0,2745	0,2540	0,2366	0,2025	0,1773
0,600	0,3979	0,3959	0,3941	0,3909	0,3852	0,3799	0,3750	0,3704	0,3500	0,3174	0,2915	0,2699	0,2516	0,2156	0,1889

Зависимость $p=f_4(x)$. Из основного уравнения внутренней баллистики (7.1) находим давление пороховых газов и затем выражаем правую часть в функции x, используя формулы (7.2), (7.4) и (7.7):

$$\boxed{p=\frac{f\omega}{s}\,\frac{\psi-\dfrac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}}{l_\psi+\Delta l}=\frac{f\omega}{s}\,\frac{\psi_0+k_1x-B_1x^2}{l_\psi+l_{\psi_{\text{ср}}}(Z_\tau^{-B_1B_1}-1)}}. \qquad (7.8)$$

Здесь

$$l_\psi=l_0\left[1-\frac{\Delta}{\delta}-\Delta\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\psi\right],$$

$$l_{\psi_{\text{ср}}}=l_0\left[1-\frac{\Delta}{\delta}-\Delta\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\psi_{\text{ср}}\right],$$

где $\psi_{\text{ср}}=\dfrac{\psi_0+\psi}{2}$.

Задаваясь значениями x в пределах от 0 до $1-z_0$, можно по формулам (7.2), (7.4), (7.7) и (7.8) найти соответствующие значения ψ, v, l и p и построить кривые давления p, l и скорости снаряда v, l в первом периоде. По этим же формулам при $x_{\text{к}}=1-z_0$ находят баллистические элементы для конца горения пороха:

$$\psi_{\text{к}}=1;\quad x_{\text{к}}=1-z_0;\quad v_{\text{к}}=\frac{sl_{\text{к}}}{\varphi m}(1-z_0);\quad \psi_{\text{к.ср}}=\frac{\psi_0+1}{2};$$

$$l_{\psi_{\text{к}}}=l_1=l_0(1-\alpha\Delta);\quad l_{\psi_{\text{к.ср}}}=l_0\left[1-\frac{\Delta}{\delta}-\Delta\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\psi_{\text{к.ср}}\right];$$

$$l_{\text{к}}=l_{\psi_{\text{к.ср}}}(Z_{\tau_{\text{к}}}^{-B_1B_1}-1);\qquad p_{\text{к}}=\frac{f\omega}{s}\,\frac{1-\dfrac{v_{\text{к}}^2}{v_{\text{пр}}^2}}{l_1+l_{\text{к}}}.$$

Они будут начальными для второго периода.

В дальнейшем будет использовано выражение

$$\frac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}=\frac{s^2l_{\text{к}}^2\varphi m\theta x^2}{\varphi^2m^2f\omega}=\frac{B\theta}{2}x^2,$$

откуда

$$v=v_{\text{пр}}\sqrt{\frac{B\theta}{2}}\,x.$$

Отношение $\dfrac{v_{\text{к}}^2}{v_{\text{пр}}^2}=\dfrac{B\theta}{2}(1-z_0)^2=r_{\text{к}}'$ представляет собой термический к. п. д. для конца горения пороха.

Наибольшее давление пороховых газов в канале ствола. Наибольшее давление пороховых газов p_{max} в канале ствола является важнейшей баллистической характеристикой орудия. Поэтому важно уметь рассчитать давление p_{max} при заданных условиях заряжания, не рассчитывая всей кривой давления p, l по точкам. Для этого предварительно выведем формулу, по которой определим значение x_m, соответствующее наибольшему давлению газов p_{max}.

Как известно, условие получения p_{max} — равенство нулю производной $\frac{dp}{dt}$. Выше в гл. V была выведена формула для $\frac{dp}{dt}$:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{p}{l_\psi - l}\left\{\frac{f\omega}{s}\frac{\varkappa}{I_к}\sigma\left[1+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\frac{p}{f}\right]-(1+\theta)v\right\}.$$

Приравнивая выражение в фигурных скобках нулю и выражая v_m и σ_m через x_m, получим уравнение для определения того значения x_m, при котором давление газов достигает наибольшего значения:

$$\frac{f\omega}{s}\frac{\varkappa\sigma_m}{I_к}\left[1+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\frac{p_{max}}{f}\right]-(1+\theta)v_m=0;$$

$$\frac{f\omega}{s}\frac{\varkappa}{I_к}(\sigma_0+2\lambda x_m)\left[1+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\frac{p_{max}}{f}\right]=(1+\theta)\frac{sI_к}{\varphi m}x_m.$$

Соединяя подобные члены, получим следующее выражение для x_m, при котором давление получается наибольшим:

$$x_m=\frac{\varkappa\sigma_0}{\frac{B(1+\theta)}{\left[1+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\frac{p_{max}}{f}\right]}-2\varkappa\lambda}=\frac{\varkappa\sigma_0}{\frac{B(1+\theta)}{\left[1+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\frac{p_{max}}{f}\right]}+2(\varkappa-1)}. \quad (7.9)$$

Чем тоньше порох, тем меньше $I_к$ и B, тем больше x_m и p_{max}.

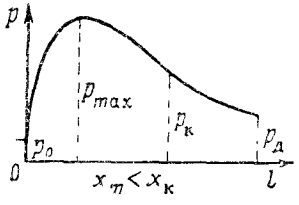
В выражении

$$\left[1+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\frac{p_{max}}{f}\right]$$

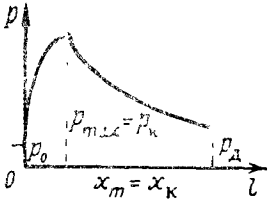
величину p_{max} берут ориентировочно, так как влияние второго слагаемого невелико $\left(\text{при } p_{max}=3000\ кг/см^2\ 1+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\frac{p_{max}}{f}\approx\right.$ $\left.\approx 1{,}10\right)$. После этого вычисляют значение x'_m, соответствующие ему p'_{max}, ψ'_m, находят новое значение x''_m и снова вычисляют величину p''_{max}.

Если разница между последовательными значениями p_{max} невелика, то на этом сближение заканчивается; если же при этом разница получается свыше 50 *кг/см*^{2}, то расчет надо повторить еще раз.

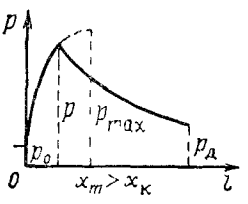
Необходимо отметить, что при каждом последующем сближении *значение* p_{max} *должно увеличиваться*, стремясь к своему истинному значению. Эта закономерность служит контролем правильности расчетов.



Фиг. 7.1. Кривая давления с нормальным максимумом



Фиг 7.2. Максимум давления совпадает со сгоранием пороха



Фиг 7.3. Нереальный максимум: $x_m > x_к$.

Формула (7.3) дает аналитическое выражение для величины x_m, при которой давление газов получается максимальным.

Возможны три случая использования этой формулы.

1. Обычный случай — максимум давления получается до сгорания пороха: $x_m < x_к = 1 - z_0$; аналитическая формула дает реальный максимум давления (фиг. 7.1).

2. Граничный случай — максимум давления получается в момент конца горения пороха $x_m = x_к$; $p_{max} = p_к$ (фиг. 7.2).

3. Нереальный случай, когда $x_m > x_к$; на самом деле после сгорания пороха и получения $x_к$ давление повышаться не может, и $p_к$ в конце горения будет фактически наибольшим давлением. Аналитический же максимум будет нереальным, и рассчитывать его не имеет смысла (фиг. 7.3).

Такие случаи возможны при стрельбе заведомо тонкими порохами при малых плотностях заряжания и при малых B (76-*мм* полковая пушка образца 1927 г.).

Второй период

Во втором периоде процесс расширения газов протекает без притока и отдачи тепла, так как весь порох уже сгорел, потерей же тепла можно пренебречь, потому что время движения снаряда очень мало. Поэтому можно считать этот процесс расширения газов адиабатическим.

Во втором периоде $z_к = 1$ $\psi_к = 1$ число переменных уменьшается, и за *независимое переменное принимают путь снаряда l*, изменяю-

щийся от $l_к$ до $l_д$. К началу второго периода баллистические элементы имеют значения:

$$\psi=1;\quad l=l_к;\quad v=v_к;\quad p=p_к;\quad l_\psi=l_1;\quad T=T_к<T_1.$$

Основное уравнение (7.1) во втором периоде имеет вид

$$ps(l_1+l)=f\omega-\frac{\theta}{2}\varphi m v^2=f\omega\left(1-\frac{v^2}{v_{пр}^2}\right), \qquad (7.1')$$

где

$$v_{пр}^2=\frac{2f\omega}{\varphi m\theta}.$$

Так как температура газов во втором периоде меньше, чем в первом, то значение θ следовало бы брать больше, чем в первом, поскольку $\theta=\frac{1}{A+BT_{ср}}$. Однако разница невелика, и большинство авторов берет среднее значение θ общим для обоих периодов.

Зависимость для давления от пути снаряда. Эту зависимость можно вывести различным способом. Наиболее простой — это вывод из уравнения адиабаты:

$$pW^{1+\theta}=p_к W_к^{1+\theta}=\text{const}, \qquad (7.10)$$

где $p_к$ и p — давление в начале второго периода и в текущий момент;

$W_к$ и W — свободный объем заснарядного пространства в те же моменты.

Из формулы (7.10) имеем

$$p=p_к\left(\frac{W_к}{W}\right)^{1+\theta}.$$

Раскрывая значения $W_к$ и W, получим

$$W_к=W_0-\alpha\omega+sl_к=s(l_1+l_к),$$
$$W=W_0-\alpha\omega+sl=s(l_1+l).$$

Подставляя эти выражения в формулу для давления p, находим

$$\boxed{p=p_к\left(\frac{l_1+l_к}{l_1+l}\right)^{1+\theta}} \qquad (7.11)$$

и для дульного среза

$$p_д=p_к\left(\frac{l_1+l_к}{l_1+l_д}\right)^{1+\theta}.$$

Зависимость для скорости снаряда во втором периоде. Напишем основное уравнение (7.1′) для текущего момента и для начала второго периода:

$$ps(l_1+l)=f\omega\left(1-\frac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}\right),$$

$$p_{\text{к}}s(l_1+l_{\text{к}})=f\omega\left(1-\frac{v_{\text{к}}^2}{v_{\text{пр}}^2}\right).$$

Поделив почленно одно уравнение на другое и заменив отношение $p/p_{\text{к}}$ выражением $\left(\frac{l_1+l_{\text{к}}}{l_1+l}\right)^{1+\theta}$, получим

$$\left(\frac{l_1+l_{\text{к}}}{l_1+l}\right)^{\theta}=\frac{1-\frac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}}{1-\frac{v_{\text{к}}^2}{v_{\text{пр}}^2}},$$

откуда

$$\boxed{v=v_{\text{пр}}\sqrt{1-\left(\frac{l_1+l_{\text{к}}}{l_1+l}\right)^{\theta}\left(1-\frac{v_{\text{к}}^2}{v_{\text{пр}}^2}\right)}}. \qquad (7.12)$$

Отношение $\frac{v_{\text{к}}^2}{v_{\text{пр}}^2}=\frac{B\theta}{2}(1-z_0)^2$, и выражение для v примет вид

$$v=v_{\text{пр}}\sqrt{1-\left(\frac{l_1+l_{\text{к}}}{l_1+l}\right)^{\theta}\left[1-\frac{B\theta}{2}(1-z_0)^2\right]}. \qquad (7.12')$$

При $l=l_{\text{д}}$ получим выражение для дульной скорости

$$v_{\text{д}}=\sqrt{\frac{2g}{\varphi}\frac{f}{\theta}\frac{\omega}{q}\left\{1-\left(\frac{l_1+l_{\text{к}}}{l_1+l_{\text{д}}}\right)^{\theta}\left[1-\frac{B\theta}{2}(1-z_0)^2\right]\right\}}. \qquad (7.12'')$$

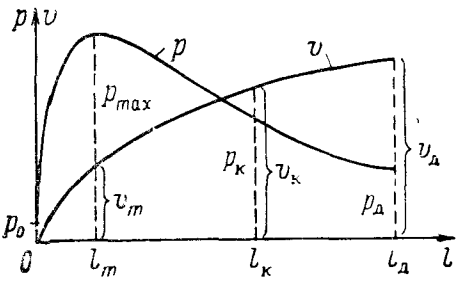
Эта формула имеет большое значение и широко используется в теории баллистического проектирования орудий, так как из нее можно определить длину пути снаряда $l_{\text{д}}$, обеспечивающую при данных условиях заряжания заданную начальную скорость снаряда $v_{\text{д}}$.

Таким образом, формулы, выведенные выше, при сделанных допущениях выражают зависимости между конструктивными данными канала ствола, условиями заряжания и баллистическими элементами выстрела как для первого периода, так и для второго. Они дают возможность для заданных условий заряжания рассчитать значения скорости снаряда и давления газов в различные моменты движения снаряда по каналу ствола и определить наиболь-

шее давление, дульное давление и начальную (дульную) скорость снаряда. Если построить график зависимости p и v в функции l, то он обычно имеет вид, изображенный на фиг. 7.4.

Формулы для расчета температуры пороховых газов

Решив основную систему уравнений внутренней баллистики и установив зависимость основных элементов p, v, l, ψ от новой независимой переменной x, а следовательно, и связь их между собой, можно также дать формулу для температуры пороховых газов в каждый данный момент и, в частности, в момент вылета снаряда из канала ствола.



Фиг. 7.4. Кривые p, l и v, l при выстреле

Температура газов, вылетающих вслед за снарядом, влияет на получение пламени при выстреле, так как по существующим воззрениям явление пламени при выстреле есть процесс сгорания в смеси с кислородом воздуха горючих газов — водорода и окиси углерода, составляющих около 50% всей смеси газов.

Если температура этих газов очень высокая, то при перемешивании их с кислородом воздуха они воспламеняются и дают пламя при выстреле. Поэтому важно уметь рассчитать не только текущее значение T, но и температуру газов $T_д$ в момент вылета снаряда.

Используем уравнение баланса энергии, в котором Ec_w заменено R/θ:

$$\frac{RT_1\omega\psi}{\theta} - \frac{RT\omega\psi}{\theta} = \frac{\varphi m v^2}{2}.$$

Так как $RT_1 = f$, то

$$\frac{f\omega\psi}{\theta}\left(1 - \frac{T}{T_1}\right) = \frac{\varphi m v^2}{2}$$

или

$$\boxed{\frac{T}{T_1} = 1 - \frac{1}{\psi}\frac{v^2}{v_{пр}^2}.} \qquad (7.13)$$

Зная из формул первого периода v и ψ, найдем T/T_1 и затем T. В конце горения ($\psi_к = 1$) будем иметь

$$\frac{T_к}{T_1} = 1 - \frac{v_к^2}{v_{пр}^2} = 1 - r'_к = 1 - \frac{B\theta}{2}(1 - z_0)^2.$$

Во втором периоде $\psi = 1$ и из формулы (7.13) получим

$$\frac{T}{T_1} = 1 - \frac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}$$

и для дульного среза

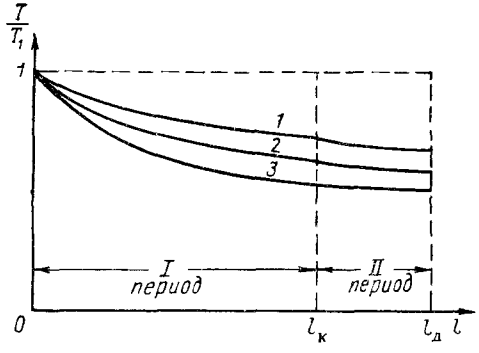
$$\frac{T_1}{T_1} = 1 - \frac{v_1^2}{v_{\text{пр}}^2} = 1 - r_{\text{д}}'.$$

Для орудий эта величина колеблется в пределах 0,65—0,80.

Так как в первом периоде $\frac{v^2}{v_{\text{пр}}^2} = \frac{B\theta}{2} x^2$, а $\psi = \psi_0 + kx + \varkappa\lambda x^2$, то можно формулу (7.13) представить в виде

$$\frac{T}{T_1} = 1 - \frac{B\theta}{2} \frac{x^2}{(\psi_0 + k_1 x + \gamma\lambda x^2)}. \qquad (7.13')$$

Эта формула позволяет выяснить влияние формы пороха на изменение температуры газов при выстреле. Чем дегрессивнее порох, тем быстрее падает температура в функции пути снаряда. Характер изменения температуры при выстреле изображен на фиг. 7.5.



Фиг. 7.5. Изменение температуры газов при выстреле.

1—порох с постоянной поверхностью горения, *2*—порох дегрессивной формы, *3*—мгновенное сгорание снаряда.

Формулы для расчета времени движения снаряда по каналу орудия

При решении основной задачи время t явно в формулы не входит. Между тем закономерность изменения давления p и скорости v в зависимости от времени t иногда не менее важны, чем закономерности в функции пути снаряда, которые обычно находят при аналитическом решении задачи внутренней баллистики.

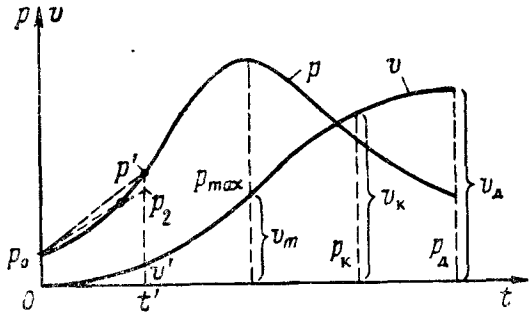
Характер изменения кривых p и v по времени t значительно отличается от характера изменения кривых p и v в функции пути l (фиг. 7.6). «Временны́е» зависимости взаимно связаны с «путевы́ми», и эту связь можно установить различными методами.

Наиболее просто время движения снаряда по каналу ствола можно получить, имея кривую скорости v снаряда в функции пути l и используя зависимость механики:

$$v = \frac{dl}{dt},$$

откуда

$$dt = \frac{dl}{v}.$$



Фиг. 7.6. Кривые p, t и v, t при выстреле.

Если, имея кривую скорости v, l, построить кривую $\frac{1}{v}$, l, то можно было бы, беря интеграл $\int_0^l \frac{1}{v} dl$, определить время движения снаряда на данном пути l. Но так как при нижнем пределе при $l=0$, $v=0$ и подынтегральная функция $\frac{1}{v}$ обращается в бесконечность $\left(\frac{1}{v} = \frac{1}{0} = \infty\right)$, то интеграла взять нельзя. Поэтому для определения времени t разделяют его на две части t' и t'':

$$t = t' + t''. \tag{7.14}$$

Первый промежуток времени t' от начала движения до произвольно выбранной небольшой длины пути l' вычисляется приближенно, а второй промежуток t'' на пути от l' до l — по формулам квадратур (фиг. 7.7):

$$t'' = \int_{l'}^{l} \frac{1}{v} dl.$$

Первый промежуток времени t' находят по формуле

$$t' = \frac{l'}{v'_{ср}},$$

где в первом приближении

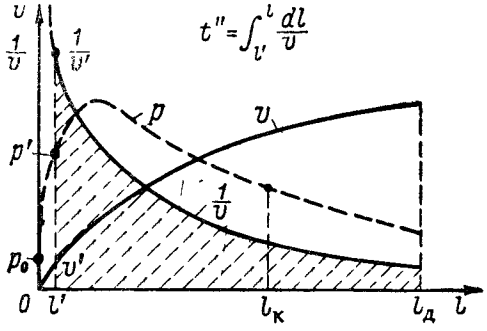
$$v'_{ср} = \frac{0 + v'}{2} = \frac{v'}{2}$$

и v' — скорость снаряда для момента t' и пути l'. Следовательно,

$$t' = \frac{2l'}{v'}.$$

Подставляя значения t' и t'' в (7. 14), получим формулу для времени движения снаряда по каналу ствола в виде

$$t = \frac{2l'}{v'} + \int_{l'}^{l} \frac{1}{v}\, dl. \qquad (7.15)$$



Фиг. 7. 7. Определение времени движения снаряда.

Так как по формуле (7. 4) первый промежуток времени t' прохождения снарядом пути l' вычисляется приближенно, то проф. Е. Л. Бравин предложил для расчета средней скорости снаряда на участке $0l'$ более точное выражение, принимая на этом участке закон прямой линии не для скорости снаряда, а для ускорения:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{s}{\varphi m} p = \frac{s\alpha}{\varphi m}(p_0 + Kt),$$

где $K = \frac{p' - p_0}{t'}$ — угловой коэффициент прямой p_0, p';

α — множитель, меньший единицы, который определяется из условия, при котором площади, ограниченные кривой p, t и заменяющей ее прямой p_0p_2 на участке ot' (см. фиг. 7. 6), были равновелики. При определении $v'_{ср}$ через v' коэффициент α сокращается.

Перенося dt в правую часть, имеем

$$dv = \frac{sa}{\varphi m}\left(p_0 + \frac{p' - p_0}{t'}t\right)dt.$$

Интегрируя это выражение и находя последовательно значения v, v' и $v'_{ср}$ на участке от 0 до t', получим

$$v'_{ср} = \frac{2p_0 + p'}{p_0 + p'}\frac{v'}{3}.$$

Окончательно выражение для t' примет вид

$$t' = \frac{l'}{v_{ср}} = \frac{3l'}{v'}\frac{p_0 + p'}{2p_0 + p'}.$$

Эта формула предложена проф. Е. Л. Бравиным. Для ее применения, кроме величин l' и v', надо знать также давления p_0 и p'.

Сравнение этого выражения с прежней формулой для t' показывает, что время t' по прежней формуле получается меньше, чем по новой, и разница между ними тем больше, чем больше участок l' и давление p'.

Для расчета времени t' в первом периоде можно также пользоваться графиком $\frac{1}{p}, x$.

В самом деле,

$$x = z - z_0,$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dz}{dt} = \frac{1}{e_1}\frac{de}{dt} = \frac{u_1 p}{e_1} = \frac{p}{I_к}.$$

Отсюда

$$dt = I_к\frac{dx}{p},$$

$$t = I_к\int_0^x \frac{dx}{p},$$

причем для случая $p_0 > 0$ подынтегральная функция в бесконечность не обращается.

При учете всего времени явления выстрела необходимо иметь в виду не только время движения снаряда, но и время горения пороха в предварительном периоде до начала этого движения, рассчитываемое по формуле

$$t_0 = 2{,}303\tau_0 \lg\frac{p_0}{p_в},$$

где

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{f\Delta}{1 - \frac{\Delta}{\delta}}\frac{\varkappa}{I_к}.$$

Время от удара бойка по капсюлю до сгорания воспламенителя обычно не учитывается, но в некоторых случаях стрельбы из автоматического оружия необходимо учитывать и полное время выстрела.

Пример расчета давления газов и скорости снаряда по методу $l_{\psi\,ср}$

При расчете даны следующие величины.

76-*мм* пушка образца 1936 г.

Объем каморы W_0	1,515 $дм^3$
Сечение канала, включая нарезы s	0,4692 $дм^2$
Длина пути снаряда по каналу $l_д$	33,91 *дм*
Вес снаряда q	6,2 *кг*
Давление форсирования p_0	300 $кг/см^2$
Вес заряда ω	1,08 *кг*
Сила пороха f	950 000 $\frac{кг \cdot дм}{кг}$
Коволюм α	0,98 $дм^3/кг$
Плотность пороха δ	1,6 $кг/дм^3$
Скорость горения u_1 пороха при $p=1$	0,0000074 $\frac{дм/сек}{кг/дм^2}$
Размеры ленты (толщина $2e_1$) . . .	1,357 *мм*
Характеристики формы пороха . .	$\varkappa = 1{,}06$
	$\varkappa\lambda = -0{,}06$
Показатель политропы $k = 1 + \theta$	1,2

Основные формулы для расчета

Предварительный период:

$$\psi_0 = \frac{\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta}}{\frac{f}{p_0} + \alpha - \frac{1}{\delta}}; \quad \sigma_0 = \sqrt{1 + 4\frac{\lambda}{\varkappa}\psi_0}; \quad z_0 = \frac{2\psi_0}{\varkappa(\sigma_0 + 1)} \approx \frac{\psi_0}{\varkappa}.$$

Первый период:

$$v = \frac{sI_k}{\varphi m} x, \tag{7.4}$$

$$\psi = \psi_0 + k_1 x + \varkappa\lambda x^2, \tag{7.2}$$

$$l = l_{\psi_{ср}}(Z_\tau^{-B_1 B_1} - 1), \tag{7.7}$$

$$p=\frac{f\omega}{s}\,\frac{\psi-\frac{B\theta}{2}x^2}{l_\psi+l}, \tag{7.8}$$

$$k_1=\varkappa\sigma_0;\quad B=\frac{s^2 I_к}{f\omega\varphi m},$$

$$B_1=\frac{B\theta}{2}-\varkappa\lambda;\quad l_\psi=l_\Delta-a\psi,$$

$$l_{\psi_{ср}}=l_\Delta-a\psi_{ср},\quad a=\frac{l_0\Delta}{\delta_1}=\frac{\omega}{s\delta_1}=\frac{\omega}{s}\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right),$$

$$l_\Delta=l_0\Delta\left(\frac{1}{\Delta}-\frac{1}{\delta}\right)=\frac{\omega}{s}\left(\frac{1}{\Delta}-\frac{1}{\delta}\right)=l_0\left(1-\frac{\Delta}{\delta}\right).$$

Z_x^{-1} определяется по таблице о двух входах:

$$\gamma=\frac{B_1 l_0}{k_1^2}\quad\text{и}\quad\beta=\frac{B_1}{k_1}x,$$

$$x'_m=\frac{k_1}{\dfrac{B(1+\theta)}{\left[1+\left(\alpha-\dfrac{1}{\delta}\right)\dfrac{p_{max}}{f}\right]}-2\varkappa\lambda}. \tag{7.9}$$

Второй период:

$$p=p_к\left(\frac{l_1+l_к}{l_1+l}\right)^{1+\theta}, \tag{7.11}$$

$$l_1=l_0\Delta\left(\frac{1}{\Delta}-\alpha\right)=l_0(1-\alpha\Delta),$$

$$v=v_{пр}\sqrt{1-\left(\frac{l_1+l_к}{l_1+l}\right)^{\theta}\left(1-\frac{v_к^2}{v_{пр}^2}\right)}, \tag{7.12}$$

или

$$v=v_{пр}\sqrt{1-\left(\frac{l_1+l_к}{l_1+l}\right)^{\theta}\left[1-\frac{B\theta}{2}(1-z_0)^2\right]}, \tag{7.12'}$$

$$v_{пр}=\sqrt{\frac{2g}{\varphi}\,\frac{f}{\theta}\,\frac{\omega}{q}}.$$

По имеющимся данным сначала рассчитывают константы:

$$\Delta=0{,}7128;$$

$$\psi_0=\frac{\frac{1}{\Delta}-\frac{1}{\delta}}{\frac{f}{p_0}+\alpha-\frac{1}{\delta}}=\frac{\frac{1}{0{,}7128}-\frac{1}{1{,}6}}{\frac{950\,000}{30\,000}+0{,}98-0{,}625}=0{,}0243;$$

$$\sigma_0 = \sqrt{1 + 4\frac{\lambda}{\varkappa}\psi_0} = \sqrt{1 + \frac{4(-0{,}0566)\,0{,}02429}{1{,}06}} = 0{,}997;$$

$$z_0 = \frac{2\psi_0}{\varkappa(\sigma_0 + 1)} = 0{,}0229;$$

$$x_к = 1 - z_0 = 1 - 0{,}0229 = 0{,}9771;$$

$$k_1 = \varkappa\sigma_0 = 1{,}06 \cdot 0{,}997 = 1{,}057;$$

$$I_к = \frac{e_1}{u_1} = \frac{0{,}00678}{0{,}0000074} = 916{,}2;$$

$$\varphi = 1{,}03 + \frac{1}{3}\frac{\omega}{q} = 1{,}03 + \frac{1}{3}\frac{1{,}08}{6{,}2} = 1{,}088;$$

$$\frac{sI_к}{\varphi m} = \frac{0{,}4692 \cdot 916{,}2 \cdot 98{,}1}{1{,}088 \cdot 6{,}2} = 6253;$$

$$l_0 = \frac{W_0}{s} = \frac{1{,}515}{0{,}4692} = 3{,}228;$$

$$B = \frac{s^2 I_к^2}{f\omega\varphi m} = \frac{0{,}4692 \cdot 916{,}2 \cdot 98{,}1}{950\,000 \cdot 1{,}08 \cdot 1{,}088 \cdot 6{,}2} = 2{,}617;$$

$$B_1 = \frac{B\theta}{2} - \varkappa\lambda = \frac{2{,}617 \cdot 0{,}2}{2} + 0{,}06 = 0{,}3217;$$

$$\frac{B}{B_1} = 8{,}134;$$

$$a = \frac{l_0\Delta}{\delta_1} = 3{,}228 \cdot 0{,}7128 \cdot 0{,}355 = 0{,}8168;$$

$$l_\Delta = l_0\Delta\left(\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta}\right) = 3{,}222 \cdot 0{,}7128\left(\frac{1}{0{,}7128} - \frac{1}{1{,}6}\right) = 1{,}79;$$

$$\gamma = \frac{B_1\psi_0}{k_1^2} = \frac{0{,}3217 \cdot 0{,}02429}{1{,}057^2} = 0{,}006995 \approx 0{,}00700$$

$$x_m'' = \frac{k_1}{\dfrac{B(1+\theta)}{\left[1 + \left(\alpha - \dfrac{1}{\delta}\right)\dfrac{p_{\max}}{f}\right]} - 2\varkappa\lambda} = \frac{1{,}057}{\dfrac{2{,}617 \cdot 1{,}2}{\left[1 + 0{,}355 \cdot \dfrac{232\,000}{950\,000}\right]} + 0{,}12} = 0{,}3512;$$

$$x_m'' = \frac{1{,}057}{\dfrac{2{,}617 \cdot 1{,}2}{\left[1 + 0{,}355 \cdot \dfrac{236\,000}{950\,000}\right]} + 0{,}12} = 0{,}3517.$$

Далее по формулам, выведенным выше, рассчитывают баллистические элементы выстрела для первого периода (см. табл. 7.2).

Таблица 7.2

Расчет баллистических элементов (ψ, v, l и p) для первого периода

Исходные формулы	№	Операции	$x_1 < x_m$	Наибольшее давление x'_m	Второе сближение x''_m	$x_1 > x_m$	$x_3 > x_m$	Конец горения
$\frac{B_1}{k_1} = 0{,}3043$	1	x	0,1972	0,3512	0,3517	0,5270	0,723	0,9771
	2	$\beta = \frac{B_1}{k_1} x$	0,060	0,1069	0,1070	0,160	0,220	0,2973
$v = \frac{sI_к}{\varphi m} x = 6253x$	3	v $\frac{дм}{сек}$	1233	2196	2199	3295	4521	6110
$\psi = \psi_0 + k_1 x + \varkappa\lambda x^2$	4	$(+)$ $k_1 x$	0,2084	0,3712	0,3717	0,5570	0,7642	1,033
$k_1 = 1{,}057$	5	$(+)$ $\varkappa\lambda x^2$	—0,0023	—0,0074	—0,0074	—0,0167	—0,0314	—0,0573
$\varkappa\lambda = -0{,}06$	6	$(+)$ ψ_0	0,0243	0,0243	0,0243	0,0243	0,0243	0,0243
	7	ψ	0,2304	0,3881	0,3886	0,5646	0,7571	1,000
$\psi_0 = 0{,}0243$	8	$\psi + \psi_0$	0,2547	0,4124	0,4129	0,5889	0,7814	1,0243
	9	$\psi_{ср}$	0,1273	0,2062	0,2064	0,2944	0,3907	0,5121
$\psi_{ср} \approx \frac{\psi + \psi_0}{2}$	10	$(-)$ l_Δ	1,790	1,790	1,790	1,790	1,790	1,790
$l_{\psi\,ср} = l_\Delta - a\psi_{ср} = 1{,}79 - 0{,}186\,\psi_{ср}$	11	$(-)$ $a\psi_{ср}$	0,140	0,168	0,168	0,240	0,319	1,418

Продолжение

Исходные формулы	№	Операции	$x_1 < x_m$	Наибольшее давление x'_m	Второе сближение x''_m	$x_1 > x_m$	$x_3 > x_m$	Конец горения
	12	$l_{\psi\,\mathrm{ср}} = l_c$	1,650	1,622	1,622	1,550	1,471	1,372
	13	$(-)\ l_\Delta$	1,790	1,790	1,790	1,790	1,790	1,790
	14	$(-)\ a\psi$	0,188	0,317	0,317	0,461	0,618	0,317
$l_\psi = l_\Delta - a\psi$	15	l_ψ	1,602	1,473	1,473	1,329	1,172	0,973
colg Z по таблице $\gamma = \approx 0{,}00700$	16	colg Z	0,0198	0,0402	0,04024	0,06521	0,09596	0,1397
$\frac{B}{B_1} = 8{,}134$	17	$\frac{B}{B_1}$ colg Z,	0,1610	0,3270	0,3273	0,5304	0,7805	1,1369
	18	$Z_x^{-\frac{B}{B_1}}$	1,449	2,123	2,124	3,391	6,033	13,69
$l = l_{\psi\mathrm{ср}} \times (Z_x^{-\frac{B}{B_1}} - 1)$	19	l	0,7408	1,822	1,823	3,706	7,403	17,411
	20	$l_{\psi\,\mathrm{ср}}$	1,602	1,473	1,473	1,329	1,172	0,973
	21	$l_\psi + l$	2,343	3,295	3,296	5,035	8,575	18,384
$\frac{f_\omega}{s} = 2\,187\,000$	22	ψ	0,2304	0,3881	0,3886	0,5646	0,7571	1,000
	23	$(-)\ \frac{B\theta}{2}\ x^2$	0,0102	0,0323	0,0324	0,0727	0,1368	0,2498
$p = \frac{f_\omega}{s} \frac{\psi - \frac{B\theta}{2} x^2}{l_\psi + l}$ —	24	$\psi - \frac{B\theta}{2} x^2$	0,2202	0,3578	0,3562	0,4919	0,6203	0,7502
	25	p кг/см²	2054	2360	2362	2136	1580	892

Расчет констант второго периода (см. табл. 7.3):

$$v_{\text{пр}}^2=\frac{2\cdot 950\,000\cdot 1{,}08\cdot 98\cdot 1}{1{,}088\cdot 0{,}2\cdot 6{,}2}=149\,300\,000;\quad \frac{v_{\text{к}}^2}{v_{\text{пр}}^2}=0{,}250;$$

$$C=1-\frac{v_{\text{к}}^2}{v_{\text{пр}}^2}=1-0{,}250=0{,}750.$$

Из первого периода $l_1+l_{\text{к}}=18{,}384$

$$p_{\text{к}}=892\ кг/см^2.$$

Таблица 7.3

Расчет элементов второго периода

Исходные формулы	№	Операции	$l'>l_{\text{к}}$	$l''>l_{\text{к}}$	Дульный срез l_1
$p=p_{\text{к}}\left(\frac{l_1+l_{\text{к}}}{l_1+l}\right)^{1+b}=$ $=892\left(\frac{18{,}384}{0{,}973+l}\right)^{1,2}$	1	(+) l	22,60	27,44	33,91
	2	(+) l_1	0,973	0,973	0,973
	3	$l+l_1$	23,573	28,413	34,883
	4	$\frac{l_1+l_{\text{к}}}{l_1+l}=\eta$	0,7799	0,6171	0,5270
$v=v_{\text{пр}}\sqrt{1-\eta^{0,2}\left(1-\frac{v_{\text{к}}^2}{V_{\text{пр}}^2}\right)}=$ $=12\,220\sqrt{1-0{,}750\,\eta^{0,2}}$	5	$\lg\eta$	$\bar{1}{,}8920$	$\bar{1}{,}8110$	$\bar{1}{,}7218$
			$-0{,}1080$	$-0{,}1890$	$-0{,}2782$
	6	$1{,}2\lg\eta$	$-0{,}1296$	$-0{,}2268$	$-0{,}3338$
			$1{,}8704$	$1{,}7732$	$1{,}6662$
	7	$\eta^{1,2}$	0,7420	0,5932	0,4636
	8	$p=p_{\text{к}}\eta^{1,2}$	662	529	414
	9	$0{,}2\lg\eta$	$-0{,}0216$	$-0{,}0378$	$-0{,}0556$
			$\bar{1}{,}9784$	$\bar{1}{,}9622$	$\bar{1}{,}9444$
	10	$\eta^{0,2}$	0,9515	0,9166	0,8798
	11	$0{,}750\,\eta^{0,2}$	0,7136	0,6874	0,6598
	12	$1-0{,}750\,\eta^{0,2}$	0,2864	0,3126	0,3402
	13	v, *дм/сек*	6530	6822	7117

Результаты расчета в виде кривых $p(l)$ и $v(l)$ нанесены на график фиг. 7.4.

Особенности решения задачи внутренней баллистики для порохов прогрессивной формы

Выше было приведено решение для дегрессивных порохов с характеристиками формы $\varkappa>1$ и $\lambda<0$. Если применить этот же метод для пороха с постоянной поверхностью горения ($\varkappa=1$, $\lambda=0$) или для пороха прогрессивной формы ($\varkappa<1$, $\lambda>0$), то метод решения остается тот же, те же выражения ψ и v через x:

$$\psi=\psi_0+k_1x+\varkappa\lambda x^2 \tag{7.2}$$

и

$$v=\frac{sI_к}{\varphi m}x \tag{7.4}$$

и то же дифференциальное уравнение для пути снаряда в функции x:

$$\frac{dl}{l_\psi+l}=-\frac{B}{B_1}\frac{x\,dx}{x_2-\dfrac{k_1}{B_1}x-\dfrac{\psi_0}{B_1}}, \tag{7.6}$$

но параметр B_1 уже будет принимать другое значение в зависимости от величины B и от знака и величины коэффициентов формы $\varkappa$ и $\varkappa\lambda$. Изменение величины B_1 будет менять вид функции в правой части уравнения (7.6).

В самом деле,

$$B_1=\frac{B\theta}{2}-\varkappa\lambda.$$

Для дегрессивных порохов величина $\varkappa\lambda$ была отрицательная, и фактически к величине $B\theta/2$ прибавлялась арифметически абсолютная величина $|\varkappa\lambda|$; параметр B_1 имел тот же знак, что и его первый член $B\theta/2$.

Для порохов с постоянной поверхностью горения $\varkappa\lambda=0$, $B_1=\frac{B\theta}{2}$, т. е. параметр B_1 имеет тот же знак, что и B_1 для дегрессивной формы пороха. Следовательно, качественно решение не меняется, а несколько изменяются параметры функции $\lg Z_1^{-1}$, так как $k_1=\varkappa\sigma_0=1$ и $\gamma_0=\frac{B\theta}{2}\psi_0$, $\vartheta_0=\frac{B\theta}{2}x$. Это даст несколько измененные значения функции Z_1^{-1} при тех же значениях x.

Для порохов с прогрессивной формой в зависимости от величины $\varkappa$ или $\varkappa\lambda$ параметр B_1 может принимать значения, различные по знаку, и в зависимости от этого будут получаться различные функции при интегрировании правой части уравнения (7.6):

1-й случай.

$$\varkappa\lambda<\frac{B\theta}{2};\quad B_1=\frac{B\theta}{2}-\varkappa\lambda>0.$$

Подынтегральная функция выражения (7.6) получается такого же типа, как и при дегрессивной форме пороха, но с несколько количественно измененными параметрами γ, β и функцией Z_x^{-1}.

2-й случай.

$$\varkappa\lambda = \frac{B\theta}{2}; \quad B_1 = 0.$$

В интегральной функции в знаменателе выпадает член с x^2 и подынтегральная функция имеет вид

$$\int_0^x \frac{x\,dx}{\psi_0 + k_1 x}.$$

Она интегрируется, но качественно отличается от функции $\lg Z_x^{-1}$.

3-й случай.

$$\varkappa\lambda > \frac{B\theta}{2}; \quad B_1 < 0.$$

Подынтегральная функция принимает вид

$$\int_0^x \frac{x\,dx}{\psi_0 + k_1 x + B_1 x^2},$$

где член $B_1 x^2$ входит в знаменатель с плюсом, а не с минусом, как в первом случае.

Эта функция аналогична функции $\lg Z_x$, но с другими знаками и другими параметрами.

Подробные выражения этих функций даются в курсе проф. И. П. Граве «Внутренняя баллистика» * и в работах проф. Н. Ф. Дроздова (1936 г.). Они здесь не приводятся, так как пороха прогрессивной формы с узкими каналами, как было показано в теории неравномерного горения порохов, не следуют геометрическому закону горения. Таким образом, аналитические решения для них при значениях $\varkappa$ и λ, полученных на основе геометрического закона горения без учета особенностей горения в каналах, будут давать мало точные по отношению к действительности результаты.

В этом отношении следует отдать предпочтение решению на основе физического закона горения с учетом влияния плотности заряжания на соотношение давления внутри каналов p'' к давлению p' на наружных поверхностях заряда. Это учитывается принятием для таких порохов в I фазе закона скорости горения $u = Ap^{\nu}$, где $\nu < 1$, и определяется по опытам в бомбе при разных плотностях заряжания.

Этот метод будет изложен ниже в разд. «Решение задачи внутренней баллистики на основе физического закона горения».

* См. сноску на стр. 405.

7 3 РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ ДЛЯ КОМБИНИРОВАННОГО ЗАРЯДА

Для расчета действия комбинированного заряда в орудии надо знать особенности его горения в зависимости от формы, природы, соотношения толщин и весов составляющих его порохов.

При этом необходимо отметить, что зависимости, полученные на основе геометрического или физического закона горения порохов, устанавливают основные закономерности горения комбинированных зарядов в соответствии с принятыми при их выводе допущениями.

Эти зависимости учитывают лишь основные особенности горения комбинированных зарядов при равномерном смешении порохов, составляющих заряд, и при отсутствии каких-либо перегородок, отделяющих одни части заряда от других, а также при условии мгновенного воспламенения.

В действительности в условиях выстрела из орудия отдельные части комбинированного заряда разделены на пучки, заключенные в оболочки из специальной картузной ткани, причем число пучков может изменяться от двух-трех до восьми-десяти и больше. Пучки располагаются обычно в 2—3 ряда один над другим, так что газам и частицам воспламенителя надо пробить несколько рядов мешочной ткани, которая, несомненно, задерживает воспламенение.

Известно, что при отсутствии перегородок воспламенение протекает постепенно, а не мгновенно. В зарядах пучок с тонким порохом обычно лежит на дне гильзы вблизи капсюльной втулки, его зерна не перемешаны равномерно в заряде и воспламеняются раньше, чем зерна других пучков. Это создает различие в местных условиях горения, и действительное горение может не совпадать с теми схематизированными представлениями о нем, которые легли в основу вывода основных зависимостей и характеристик горения комбинированного заряда.

В результате ход действительного процесса горения комбинированного заряда будет лишь в основном подчиняться установленным выше зависимостям. Поэтому при дальнейших расчетах на основе полученных зависимостей приходится вводить ряд коэффициентов согласования.

Опыт показал также, что при одинаковых весах порохов, составляющих комбинированный заряд, результаты стрельбы меняются с изменением взаимного расположения элементов зарядов. Так, при одинаковых весах тонкого и толстого порохов только изменение их расположения изменяет давление p_{max} на 10 -12%, а начальную скорость v_0 на 2—3%. В обычных формулах влияние взаимного расположения зарядов не учитывается. Смесь предполагается распределенной равномерно и воспламеняющейся мгновенно.

На самом деле этого нет. Два пороха разной толщины горят с разной местной скоростью нарастания давления, причем более тон-

кий в своем местном объеме даст и бо́льшую скорость нарастания давления и бо́льшее давление. При этом, конечно, произойдет выравнивание давления, но некоторое повышение по сравнению с давлением при равномерном распределении тонкого и толстого порохов будет наблюдаться.

Ниже изложено обычное аналитическое решение задачи внутренней баллистики при равномерном распределении в заряде тонкого и толстого порохов, а также при мгновенном воспламенении и геометрическом законе горения.

Аналитическое решение основной задачи

(метод проф. Г. В. Оппокова)

Как было показано в третьей главе, для комбинированного заряда первый период будет состоять из двух фаз: I фаза — совместное горение тонкого и толстого порохов, пока не сгорит тонкий порох; II фаза — горение одного толстого пороха (или догорание толстого пороха).

Если принять толщину более толстого пороха $2e_1''$ за основную, а толщину сгоревшего слоя пороха как толстого, так и тонкого за относительную, выражая по отношению к e_1'', то $z''=e/e_1''$ и зависимость ψ от z'' для горения составного заряда выразится обычной формулой

$$\psi=\varkappa z''+\varkappa\lambda z''^{2},$$

где

$$\varkappa=\alpha'\frac{\varkappa'}{z_к'}+\alpha''\varkappa'',$$

$$\varkappa\lambda=\alpha'\frac{\varkappa'\lambda'}{z_к'^{2}}+\alpha''\varkappa''\lambda'',$$

$$z_к'=\frac{I_к'}{I_к''};\quad \alpha'=\frac{\omega'}{\omega};\quad \alpha''=\frac{\omega''}{\omega};\quad \alpha'+\alpha''=1.$$

Предварительный период

Величина сгоревшей части заряда к моменту врезания пояска снаряда на полную глубину выразится обычной зависимостью

$$\psi_0=\frac{\frac{1}{\Delta}-\frac{1}{\delta}}{\frac{f}{p_0}+\alpha-\frac{1}{\delta}},$$

где $f=\alpha'f'+\alpha''f''$ — сила пороха комбинированного заряда.

Относительную толщину слоя пороха, сгоревшую к моменту полного врезания, находят также по обычной формуле

$$z_0'' \approx \frac{\psi_0}{\varkappa} = \frac{\psi_0}{\alpha' \dfrac{\varkappa'}{z_к'} + \alpha''\varkappa''}.$$

Если форма пороха одинакова и $\varkappa' = \varkappa'' = \varkappa$, то

$$z_0 = \frac{\psi_0}{\varkappa\left(\dfrac{\alpha'}{z_к'} + \alpha''\right)}.$$

Величина в скобках $\left(\dfrac{\alpha'}{z_к'} + \alpha''\right) > 1$, так как $z_к' < 1$, и поэтому z_0'' будет меньше, чем в случае одного заряда той же формы с тем же $\varkappa = \varkappa''$.

$$\sigma_0 = 1 + 2\lambda z_0''$$

и

$$k_1 = \varkappa\sigma_0 = \varkappa + 2\varkappa\lambda z_0''.$$

Эти значения ψ_0, z_0'', σ_0 и $k_1 = \varkappa\sigma_0$ будут начальными значениями для I фазы горения составного заряда.

I фаза первого периода
(до сгорания тонкого пороха)

Решение задачи внутренней баллистики для I фазы ничем не отличается от решения для обыкновенного случая горения одного заряда; только величина z'' изменяется не от z_0 до 1, а от z_0'' до $z_к' = z_к''$; x изменяется не от 0 до $x_к = 1 - z_0$, а от 0 до $x_{к'} = z_к' - z_0''$:

$$\psi = \psi_0 + \varkappa\sigma_0 x + \varkappa\lambda x^2 = \psi_0 + k_1 x + \varkappa\lambda x^2. \qquad (7.2)$$

К концу I фазы

$$\psi_{к'} = \psi_0 + k_1 x_{к'} + \varkappa\lambda x_{к'}^2. \qquad (7.2')$$

Скорость снаряда

$$v = \frac{sI_к''}{\varphi m}(z'' - z_0'') = \frac{sI_к''}{\varphi m} x = v_{к0}'' x. \qquad (7.4'')$$

В конце I фазы

$$v_{к'} = v_{к0}'' x_{к'}.$$

Путь снаряда

$$l = l_{\psi_{ср}}\left(Z_т^{-B''/B_1''} - 1\right), \qquad (7.7)$$

где

$$B'' = \frac{s^2 I_{\text{к}}''^2}{f\omega\varphi m}, \quad B_1'' = \frac{B''\theta}{2} - \varkappa\lambda.$$

Для конца горения тонкого пороха $x = x_{\text{к}'}$ и

$$l_{\text{к}'} = l_{\psi_{\text{ср}}}\left(Z_{x_{\text{к}}'}^{-B''/B_1''} - 1\right). \tag{7.7'}$$

Давление газов

$$p = \frac{f\omega}{s}\,\frac{\psi - \dfrac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}}{l_\psi + l} = \frac{f\omega}{s}\,\frac{\psi_0 + k_1 x - B_1'' x^2}{l_\psi + l} \tag{7.8}$$

и для момента сгорания тонкого пороха (конец I фазы)

$$p_{\text{к}'} = \frac{f\omega}{s}\,\frac{1 - \dfrac{v_{\text{к}'}^2}{v_{\text{пр}}^2}}{l_{\psi_{\text{к}'}} + l_{\text{к}'}}. \tag{7.8'}$$

Таким образом, по форме аналитическое решение для I фазы ничем не отличается от решения при заряде одного пороха; составной заряд в I фазе горит как заряд из какого-то одного пороха с промежуточными характеристиками.

В этом особенность физической картины горения составного заряда в I фазе.

К концу I фазы

$$\left(\frac{dp}{dl}\right)_{\text{к}'} = \frac{p_{\text{к}'}}{l_{\psi_{\text{к}'}} + l_{\text{к}'}}\left\{\frac{f\omega}{s v_{\text{к}'}}\,\frac{\varkappa\sigma_{\text{к}'}}{I_{\text{к}}''}\left(1 + \frac{p_{\text{к}'}}{f\delta_1}\right) - (1 + \theta)\right\}.$$

II фаза первого периода

(догорание толстого пороха)

Закон образования газов $\psi = f(z'')$ будет иметь вид

$$\psi_{\text{к}'} = 1, \quad \psi = \alpha' + \alpha''\psi'' = \alpha' + \alpha''(\varkappa'' z'' + \varkappa''\lambda'' z''^2). \tag{7.16}$$

Во II фазе z'' меняется от $z_{\text{к}'}$ до 1; x — от $x_{\text{к}'} = z_{\text{к}}' - z_0''$ до $x_{\text{к}} = 1 - z_0''$; ψ — от $\psi_{\text{к}'} = \alpha' + \alpha''(\varkappa'' z_{\text{к}'}'' + \varkappa''\lambda'' z_{\text{к}'}''^2)$ до 1.

Выражая правую часть формулы (7.16) через x и подставляя $z'' = z_0'' + x$ (причем $x \geqslant x_{\text{к}} = z_{\text{к}'} - z_0''$), получим

$$\psi = \alpha' + \alpha''\varkappa'' z_0'' + \alpha''\varkappa'' x + \alpha''\varkappa''\lambda'' z_0''^2 + 2\alpha''\varkappa''\lambda'' z_0'' x + \alpha''\varkappa''\lambda'' x^2 =$$

$$= \alpha' + \alpha''(\varkappa'' z_0'' + \varkappa''\lambda'' z_0''^2) + \alpha''\varkappa''(1 + 2\lambda'' z_0'')\,x + \alpha''\varkappa''\lambda'' x^2.$$

Но

$$\varkappa'' z_0'' + \varkappa'' \lambda'' z_0''^2 = \psi_0''; \quad 1 + 2\lambda'' z_0'' = \sigma_0''; \quad \varkappa'' \sigma_0'' = k_1''.$$

Тогда

$$\psi = \psi_{0,2} + \alpha'' k_1'' x + \alpha'' \varkappa'' \lambda'' x^2, \tag{7.2'}$$

где $\psi_{0,2} = \alpha' + \alpha'' \psi_0''$.

Эта формула отличается от прежде выведенной

$$\psi = \psi_0 + \varkappa_1 x + \varkappa\lambda x^2$$

тем, что ψ_0 заменено выражением $\psi_{0,2} = \alpha' + \alpha'' \psi_0''$, k_1 заменено $\alpha'' k_1''$, $\varkappa\lambda$ — выражением $\alpha'' \varkappa'' \lambda''$.

Формула для скорости снаряда останется без изменения:

$$v = \frac{sI_к''}{\varphi m} x, \tag{7.4'}$$

но только x меняется во II фазе не от нуля, а от $x_к'$ до $1 - z_0''$.

Дифференциальное уравнение для пути

$$\frac{dl}{l_\psi + l} = \frac{\varphi m v\, dv}{f\omega \left(\psi - \dfrac{v^2}{v_{пр}^2}\right)} = \frac{B'' x\, dx}{\psi - \dfrac{B'' \theta}{2} x^2} = \frac{B'' x\, dx}{\psi_{0,2} + \alpha'' k_1'' x - B_2' x^2},$$

где

$$B_2'' = \frac{B'' \theta}{2} - \alpha'' \varkappa'' \lambda'',$$

имеет тот же вид, что и раньше; изменятся лишь некоторые константы; при интегрировании изменятся также пределы интегрирования

$$\int_{l_к'}^{l} \frac{dl}{l_{\psi_{ср}} + l} = -\frac{B''}{B_2''} \int_{x_к'}^{x} \frac{x\, dx}{x^2 - \dfrac{\alpha'' k_1''}{B_2''} x - \dfrac{\psi_{0,2}}{B_2''}};$$

$$\gamma = \frac{\psi_{0,2} B_2''}{(\alpha'' k_1'')^2}; \qquad \beta = \frac{B_2''}{\alpha'' k_1''} x.$$

После интегрирования будем иметь

$$\ln\left(\frac{l_{\psi_{ср}} + l}{l_{\psi_{ср}} + l_{к'}}\right) = \ln\left(\frac{Z_x}{Z_{x_{к'}}}\right)^{-B'', B_2''},$$

откуда

$$l = l_{\psi_{ср}} \left[\left(1 + \frac{l_{к'}}{l_{\psi_{ср}}}\right) \frac{Z_x^{-B'', B_2''}}{Z_{x_{к'}}^{-B', B_2''}} - 1 \right]. \tag{7.7''}$$

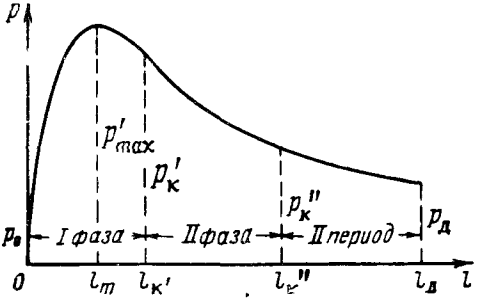
При этом

$$\psi_{ср}=\frac{\psi_{к'}+\psi}{2}.$$

Формула для давления остается без изменения:

$$p=\frac{f\omega}{s}\frac{\psi-\dfrac{v^2}{v_{пр}^2}}{l_\psi+l},$$

но величины ψ, v и l определяются по формулам (7.2′), (7.4′), (7.7″)



Фиг. 7.8. Кривая давления при комбинированном заряде.

Наибольшее давление. Значение x_m сначала определяется для I фазы по обычной формуле

$$x_m=\frac{\varkappa\sigma_0}{\dfrac{B''(1+\theta)}{\left(1+\dfrac{p_m}{f\delta_1}\right)}-2\varkappa\lambda},$$

где $\varkappa$, $\varkappa\lambda$, $\varkappa\sigma_0$ находят по формулам для составного заряда, а параметр

$$B''=\frac{s^2I_к''^2}{f\omega\varphi m}.$$

Если $x_m\leqslant x_{к'}=z_{к'}-z_0''$, то на кривой давления получится реальный максимум в I фазе горения; если $x_m>x_{к'}$, то в I фазе максимума нет, и его надо искать во II фазе.

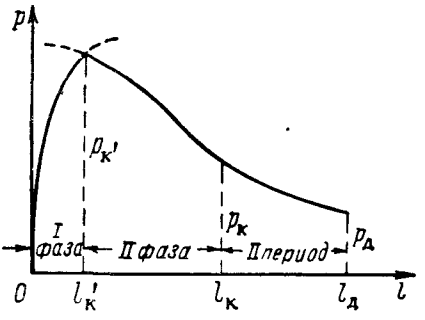
Кривая давления в точке, соответствующей концу горения тонкого пороха $l_{к'}$, при переходе от I фазы ко II меняет угол наклона скачком, так как в момент сгорания тонкого пороха уменьшается скачком интенсивность газообразования и из характеристики $\Gamma=\alpha'\Gamma'+\alpha''\Gamma''$ выпадает член $\alpha'\Gamma'$, обращающийся в нуль (фиг. 7.8).

Формулу для x_m во II фазе получим, приравнивая к нулю производную dp/dt:

$$\frac{dp}{dt}=\frac{p}{l_\psi+l}\left\{\frac{f\omega}{s}\Gamma_2\left(1+\frac{p}{f\delta_1}\right)-(1+\theta)v\right\},$$

где

$$v=\frac{sI_к''}{\varphi m}x;\quad \Gamma_2=\alpha''\Gamma''=\alpha''\frac{\varkappa''}{I_к''}\sigma''.$$



Фиг. 7.9. Кривая давления при отсутствии аналитического максимума.

В результате обычных преобразований формулу для x_{m2} во II фазе получаем в виде

$$x_{m2}=\frac{\alpha''\varkappa''\sigma_0''}{\dfrac{B''(1+\theta)}{\left(1+\dfrac{p_{\max}}{f\delta_1}\right)}-2\alpha''\varkappa''\lambda''},$$

где $\sigma_0''=1+2\lambda''z_0''$.

Возможен случай, что аналитический максимум не получится ни в I, ни во II фазе, так как в момент перехода от I фазы ко II угол наклона меняется скачком, потому что интенсивность газообразования меняется также скачком:

$$\text{от } \Gamma_{к'}=\alpha'\Gamma_{к'}'+\alpha''\Gamma_{к'}'' \text{ до } \Gamma_{к'2}=\alpha''\Gamma_{к'}'',$$

и в начале второй фазы угол наклона кривой p, l будет иметь уже отрицательное значение. В этом случае $p_{к'}$ фактически наибольшее давление, но без аналитического максимума; точка на границе I и II фаз будет угловой (фиг. 7.9).

7.4. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ НА ОСНОВЕ ФИЗИЧЕСКОГО ЗАКОНА ГОРЕНИЯ

(Метод проф. М. Е. Серебрякова)

Как было показано выше, действительное горение порохов вследствие влияния ряда факторов уклоняется от геометрического закона горения. Анализ при помощи характеристик Г, ψ и Г, t показал, что в действительности даже при горении порохов простой формы имеет место ряд аномалий: постепенное воспламенение, ускоренное горение наружных слоев при малых давлениях (взмыв), ускоренное горение в каналах трубчатого пороха. Еще большие уклонения наблюдаются при горении порохов с узкими каналами (порох с семью каналами).

Для флегматизованных порохов, применяемых в стрелковом оружии, и пористых или вискозных порохов, применяемых в пистолетах, закон горения можно установить только опытами в манометрической бомбе по кривым Г, ψ.

Опыты в бомбе с порохами различной формы при разных плотностях заряжания приводят к различным закономерностям в расположении интегральных кривых, что соответствует различным выражениям для закона скорости горения. В связи с этим по-разному приходится решать и задачу внутренней баллистики.

Первый случай. Интегральные кривые $\int_0^{\psi} p\,dt, \psi$ при разных плотностях заряжания идут совпадающим пучком; закон скорости горения выражается формулой $u=u_1 p$; решение получается более простое.

Второй случай. Интегральные кривые, давая при разных плотностях заряжания расходящийся пучок, располагаются тем выше, чем больше плотность заряжания; закон скорости горения выражается формулой $u=Ap^{\nu}$, где $\nu<1$.

Решение задачи получается более сложным.

Характеристики $\int p\,dt$, ψ и Г, ψ совместно с исходной кривой p, t, полученные для какого-либо пороха обработкой опыта в манометрической бомбе, позволяют решить основную задачу внутренней баллистики для этого пороха при выстреле из орудия.

Опыты в бомбе при разных плотностях заряжания, хотя и неточно воспроизводят процесс горения пороха в условиях выстрела из орудия, но несомненно они более полно учитывают действительный закон горения пороха, чем геометрический закон горения. На кривых давления в бомбе сказываются неодновременность воспламенения пороха (с наружной поверхности и внутри каналов), разнообразие размеров пороха, неоднородность пороховой массы от слоя к слою, особый характер горения порохов с узкими каналами, изменение прогрессивности горения таких порохов с изменением плотности заряжания.

Перечисленные отклонения от геометрического закона горения приводят к изменению некоторых закономерностей и в условиях выстрела по сравнению с закономерностями, установленными на основе геометрического закона горения.

Влияние скорости движения газов вдоль горящей поверхности хотя и существует, но оно должно сказаться на зарядах из длинных трубок, которые во время горения при выстреле в основном остаются в каморе.

Зерненые пороха с семью каналами находятся в газах во взвешенном состоянии, увлекаются потоком газов (хотя несколько отстают от него), и поэтому скорость газов относительно поверхности этих зерен невелика; на горение же внутри каналов, которое определяется повышенным значением $\zeta''=\frac{4}{d}$ и повышенным давлением p'', мало влияет некоторое изменение условий вне зерна.

Поэтому можно полагать, что решение на основе физического закона горения будет ближе соответствовать действительному горению пороха в орудии, чем решение на основе схемы геометрического закона горения.

Этот метод позволяет, например, учесть, как индивидуальные свойства каждой валовой партии пороха могут сказаться на результатах стрельбы этими партиями из определенного орудия.

Тем самым может быть решен вопрос о подборе зарядов к данному орудию из валовых партий без стрельбы.

Вывод основных зависимостей

Рассмотрим случай, когда $\int p\,dt$, ψ не зависит от плотности заряжания *. Это соответствует закону скорости горения $u=u_1 p$.

Основное допущение: и в манометрической бомбе, и в орудии $\int_0^{\psi} p\,dt$ не зависит от плотности заряжания и является однозначной функцией ψ, определяемой по опытам в бомбе.

Иначе говоря, независимость импульса давления от плотности заряжания, установленная опытами в бомбе при $\Delta=0{,}15-0{,}25$, экстраполируется на значительно более высокие плотности заряжания в орудии.

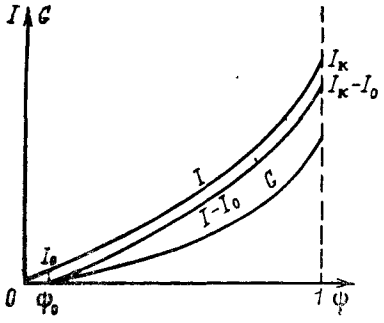
В дальнейшем одни и те же величины будем писать в выражениях и для опытов в бомбе и для орудия. Поэтому введем следующие обозначения.

---

* Случай $u=Ap^{\nu}$ когда I, ψ зависит от Δ, рассмотрен в работе М. Е. Серебрякова «Физический закон горения во внутренней баллистике», Оборонгиз, 1940, стр. 90—104. В 1953 г. автор дал это решение в относительных переменных.

	В бомбе	В орудии
Плотность заряжания	Δ_1	Δ_0
Давление газов	P	p
Время	τ	t
Импульс давления в общем виде . . .	$I=\int_0^{\psi} P\,d\tau$	$i=\int_0^{\psi} p\,dt$
Импульс для начала движения снаряда	$I_0=\int_0^{\psi_0} P\,d\tau$	$i_0=\int_0^{\psi_0} p\,dt$
Импульс для конца горения пороха . .	$I_к=\int_0^{\psi=1} P\,d\tau$	$i_к=\int_0^{\psi=1} p\,dt$

На основе опытов в бомбе при $\Delta=\Delta_1$ величина I дается таблицей или графиком в функции ψ или τ(фиг. 7. 10). Так как по основному



Фиг. 7. 10. Кривые I, ψ и G, ψ.

допущению импульс давления не зависит от Δ, то будем иметь равенство

$$\int_0^{\psi} p\,dt=\int_0^{\psi} P\,d\tau \quad \text{или} \quad i=I \tag{7.17}$$

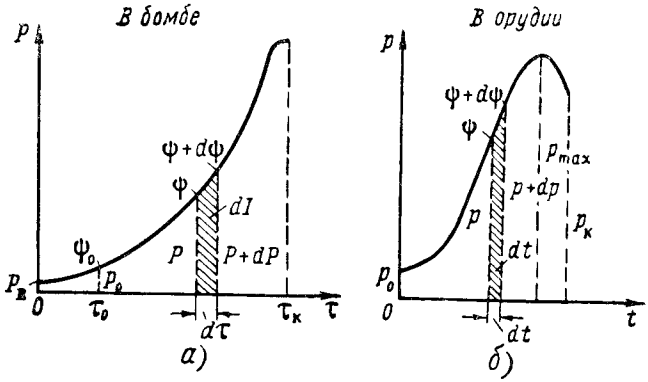
и соответственно

$$i_0=I_0; \quad i_к=I_к.$$

Дифференцируя выражение (7. 17), получим

$$p\,dt=P\,d\tau, \tag{7.18}$$

где $d\tau$ — элементарный промежуток времени, в течение которого сгоревшая часть заряда ψ при давлении P получит приращение $d\psi$ при горении пороха в постоянном объеме при плотности заряжания Δ_1 (фиг. 7. 11, *а*);



Фиг 7.11. Определение элементов времени $d\tau$ и dt.

dt — промежуток времени, в течение которого та же часть сгоревшего заряда ψ получит то же приращение $d\psi$ при горении пороха в канале орудия под давлением p при текущей плотности заряжания Δ, определяемой по формуле $\Delta=\dfrac{\omega}{W_0+sl}$ (фиг. 7.11, *б*).

Величина Δ меняется в пределах от $\Delta_0=\omega/W_0$, убывая до $\Delta_к=\dfrac{\omega}{W_0+sl_к}$ в конце первого периода.

При решении задачи за независимое переменное принимается величина сгоревшей части заряда ψ.

Предварительный период

Предполагая врезание мгновенным и давление форсирования равным p_0, величину ψ_0 находят по известной формуле

$$\psi_0=\frac{\dfrac{1}{\Delta_0}-\dfrac{1}{\delta}}{\dfrac{f}{p_0}+\alpha-\dfrac{1}{\delta}}.$$

По величине ψ_0 из графика фиг. 7.10 или таблицы I, ψ, полученной при обмере графика, находят I_0, а по кривой P, τ (см фиг. 7.11, *а*) определяют τ_0 и P_0, соответствующие величине ψ_0 и условиях опыта в бомбе при $\Delta=\Delta_1$.

Первый период

Методика решения основной задачи основана на использовании двух функций, получаемых непосредственной обработкой опытной кривой P, τ, полученной при $\Delta=\Delta_1$.

Это $\int_0^{\psi} P\,d\tau = I$ и двукратный интеграл $\overset{\psi}{G}_{\psi_0} = \int_{\psi_0}^{\psi}\int P\,d\tau\,d\tau$ (см. фиг. 7.10). Первый интеграл рассчитывается при обычной обработке опытной кривой P, τ и используется для определения скорости снаряда, второй получается дополнительной обработкой первого интеграла и используется при выводе формулы для пути снаряда.

Определение скорости снаряда $v=f_1(\psi)$

Из уравнения движения

$$\varphi m\,dv = sp\,dt.$$

Интегрируя от начала движения снаряда, получаем

$$\varphi m v = s\int_{\psi_0}^{\psi} p\,dt = s(i-i_0)$$

или

$$v = \frac{s}{\varphi m}(i-i_0).$$

Но на основании формулы (7.17)

$$i=I;\ i_0=I_0;\ i-i_0=I-I_0.$$

Тогда

$$\boxed{v=\frac{s}{\varphi m}(I-I_0)}, \qquad (7.19)$$

где $I-I_0=f_1(\psi)$ определяют по графику, полученному по опытам в бомбе (см. фиг. 7.10).

Для конца горения при $\psi=1$

$$v_к = \frac{s}{\varphi m}(I_к - I_0). \qquad (7.19')$$

В отличие от аналогичной формулы при геометрическом законе горения в формуле (7.19′) величина $I_к$ соответствует сгоранию не средней толщины $2e_{1\,ср}$, а наибольшей, которая была в заряде, состоящем из зерен или элементов, отличающихся один от другого в пределах допусков данной марки пороха.

Эта наибольшая толщина $2e_{1\,max}$, которая может значительно отличаться от средней, сгорает позже средней, и поэтому

скорость снаряда $v_к$ в этот момент больше, чем $v_к$ при геометрическом законе горения. Очевидно, и путь снаряда $l_к$ в этом случае будет больше пути $l'_к$ при сгорании средней толщины пороха.

Определение пути снаряда $l=f_2(\psi)$

Известно, что $dl=v\,dt$;
Из формулы (7.2)

$$dl=\frac{s}{\varphi m}(i-i_0)\,dt=\frac{s}{\varphi m}\int_{\psi_0}^{\psi} p\,dt\cdot dt,$$

откуда

$$l=\int_0^t v\,dt=\frac{s}{\varphi m}\int_{\psi}^{\psi}(i-i_0)\,dt. \qquad (7.20)$$

Здесь элемент времени dt соответствует приращению определенной сгоревшей части заряда ψ на величину $d\psi$ в условиях переменного объема в орудии и зависит от величины давления в данный момент p, которая нам пока неизвестна и определяется текущим значением плотности заряжания $\Delta=\frac{\omega}{W_0+sl}$ и другими условиями выстрела.

Подставляя v из выражения (7.19) в уравнение (7.20), получим

$$l=\frac{s}{\varphi m}\int_{\psi_0}^{\psi}(I-I_0)\,dt, \qquad (7.21)$$

где величина $(I—I_0)$ определена по опытам в бомбе.

При помощи двукратного интеграла $\int_{\psi_0}^{\psi}\int P\,d\tau\,d\tau=\int_{\psi_0}^{\psi}(I-I_0)\,d\tau=G_{\psi_0}^{\psi}$, отсчитываемого от значения ψ_0 (см. фиг. 7.10), можно получить выражение, аналогичное формуле (7.20); обозначим его $L_{\psi_0}^{\psi}$:

$$L_{\psi_0}^{\psi}=\frac{s}{\varphi m}\int_{\psi_0}^{\psi}(I-I_0)\,d\tau=\frac{s}{\varphi m}G_{\psi_0}^{\psi}. \qquad (7.21')$$

Эта величина, имеющая размерность пути снаряда и определяемая только по опытам в бомбе, позволяет выразить действительный путь снаряда в орудии l в функции ψ. По физическому смыслу величина L представляет условный путь, который прошел бы снаряд к моменту сгорания части заряда ψ, если бы давление в засна-

рядном пространстве развивалось по тому же закону, как оно развивается в бомбе при $\Delta=\Delta_1$ (см. фиг. 7.10).

Дифференцируя выражения (7.21) и (7.21′) и беря их отношение, получим

$$dl=\frac{dt}{d\tau}dL.$$

Но из уравнения (7.18) имеем

$$\frac{dt}{d\tau}=\frac{P}{p}$$

и

$$dl=\frac{P}{p}dL, \tag{7.22}$$

где P/p заменяется отношением свободных объемов на основе уравнений состояния газов для бомбы и для орудия.

Для бомбы

$$P=\frac{f\Delta_1\psi}{1-\frac{\Delta_1}{\delta}-\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\Delta_1\psi}=\frac{f\psi}{\frac{1}{\Delta_1}-\frac{1}{\delta}-\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\psi}.$$

Принимаем ψ средним значением $\psi_{ср}=\frac{1}{2}$ в вычитаемом знаменателя ввиду его малости:

$$\frac{1}{\Delta_1}-\frac{1}{\delta}-\frac{1}{2}\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)=\frac{1}{\Delta_1}-\frac{\alpha+\frac{1}{\delta}}{2}=\frac{1}{\Delta_1}-\alpha'.$$

Обозначим

$$\frac{1}{\Delta_1}-\alpha'=a_1.$$

Тогда

$$P=\frac{f\psi}{a_1}. \tag{7.23}$$

Для орудия в данный момент температура газов имеет значение $T<T_1$, и уравнение состояния будет

$$p=\frac{RT\omega\psi}{W_0-\frac{\omega}{\delta}-\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\omega\psi+sl}=$$

$$=\frac{f\Delta_0\psi}{\left[1-\frac{\Delta_0}{\delta}-\Delta_0\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\psi+\frac{s}{W_0}l\right]}\frac{T}{T_1}=$$

$$=\frac{f\psi}{\left[\frac{1}{\Delta_0}-\frac{1}{\delta}-\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\psi+\frac{l}{\Delta_0 l_0}\right]}\cdot\frac{T}{T_1}.$$

Обозначая по аналогии

$$a_0=\frac{1}{\Delta_0}-\frac{\alpha+\frac{1}{\delta}}{2}=\frac{1}{\Delta_0}-\alpha',$$

получаем

$$p=\frac{f\psi}{a_0+\frac{1}{\Delta_0}\frac{l}{l_0}}\frac{T}{T_1}=\frac{f\psi}{a_0\left(1+\frac{l}{a_0\Delta_0 l_0}\right)}\frac{T}{T_1}.$$

Но

$$a_0\Delta_0 l_0=\left(\frac{1}{\Delta_0}-\alpha'\right)\Delta_0 l_0=l_0(1-\alpha'\Delta_0)=l_{\psi_{\text{ср}}}=l_c.$$

Окончательно

$$p=\frac{f\psi}{a_0\left(1+\frac{l}{l_c}\right)}\frac{T}{T_1}. \tag{7.24}$$

Для первого периода

$$\frac{T}{T_1}=\frac{1}{\left(1+\frac{l}{l_c}\right)^{\frac{\theta}{2}}} \tag{7.25}$$

подставляем выражение (7.25) в формулу (7.24):

$$p=\frac{f\psi}{a_0\left(1+\frac{l}{l_c}\right)^{1+\frac{\theta}{2}}}. \tag{7.26}$$

Разделив формулу (7.23) на выражение (7.26), получим

$$\frac{P}{p}=\frac{a_0}{a_1}\left(1+\frac{l}{l_c}\right)^{1+\frac{\theta}{2}}. \tag{7.27}$$

Отношение давлений есть функция пути снаряда и величин Δ_0 и Δ_1.

Подставляя (7.27) в (7.22) и отделяя переменные, получим

$$\frac{dl}{\left(1+\frac{l}{l_c}\right)^{1+\frac{\theta}{2}}}=\frac{a_0}{a_1}dL.$$

Интегрируем

$$\int_0^l\frac{dl}{\left(1+\frac{l}{l_c}\right)^{1+\frac{\theta}{2}}}=l_c\int_0^l\frac{d\frac{l}{l_c}}{\left(1+\frac{l}{l_c}\right)^{1+\frac{\theta}{2}}}=\frac{a_0}{a_1}L_{\psi_0}^{\psi}. \tag{7.28}$$

Обозначив $1+\frac{l}{l_c}=x$, после интегрирования имеем

$$\int_0^{\frac{l}{l_c}} \frac{d\frac{l}{l_c}}{\left(1+\frac{l}{l_c}\right)^{1+\frac{\theta}{2}}} \int_0^{x} \frac{dx}{x^{1+\frac{\theta}{2}}} =$$

$$=\frac{2}{\theta}\left[1-\frac{1}{x^{\frac{\theta}{2}}}\right]=\frac{2}{\theta}\left[1-\frac{1}{\left(1+\frac{l}{l_c}\right)^{\frac{\theta}{2}}}\right].$$

Подставляя полученное выражение в уравнение (7.28), получим

$$\frac{2l_c}{\theta}\left[1-\frac{1}{\left(1+\frac{l}{l_c}\right)^{\frac{\theta}{2}}}\right]=\frac{a_0}{a_1}L^{\psi}_{\psi_0}.$$

Обозначив

$$\frac{a_0}{a_1}\frac{\theta}{l_c 2}=B_1,$$

получим формулу

$$\boxed{l=l_c\left[\frac{1}{(1-B_1L^{\psi}_{\psi_0})^{\frac{2}{\theta}}}-1\right]}. \qquad (7.29)$$

Эта формула аналогична формуле для пути по методу $l_{\psi_{ср}}$ при $\nu=1$, $\lambda=0$, когда $B/B_1=2/\theta$:

$$l=l_{\psi_{ср}}\left(Z_x^{-\frac{2}{\theta}}-1\right). \qquad (7.7)$$

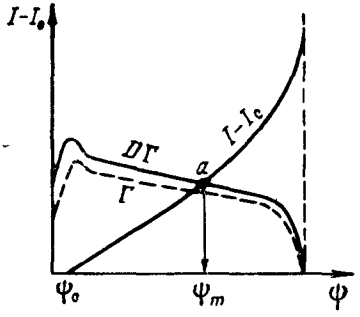
Функция Z_x в формуле (7.29) выражается величиной $(1-B_1L^{\psi}_{\psi_0})$, причем в функции $L^{\psi}_{\psi_0}=\frac{s}{\varphi m}\int_{\tau_0}^{\psi}(I-I_0)\,d\tau$ отражены все особенности действительного закона горения порохового заряда, регистрируемые при записи кривой давления P, τ на опыте в манометрической бомбе при $\Delta=\Delta_1$.

Определение давления пороховых газов $p=f_3(\psi)$.

Из основного энергетического уравнения внутренней баллистики имеем обычную формулу

$$p=\frac{f\omega}{s}\,\frac{\psi-\dfrac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}}{l_\psi+l}, \tag{7.8}$$

где v и l определены формулами (7.19) и (7.29).



Фиг 7 12 Определение ψ_m.

Для определения $p_{\max}$ из условия $dp/dt=0$ имеем

$$\frac{f\omega}{s}\,\Gamma_m\left[1+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\frac{p_{\max}}{f}\right]=(1+\theta)\,v_m=(1+\theta)\,\frac{s}{\varphi m}\,(I_m-I_0),$$

откуда

$$(I_m-I_0)=\frac{f\omega\varphi m}{s^2(1+\theta)}\left[1+\frac{p_{\max}}{f\delta_1}\right]\Gamma_m=D\Gamma_m,$$

где

$$D=\frac{f\omega\varphi m}{s^2}\,\frac{\left[1+\dfrac{p_{\max}}{f\delta_1}\right]}{(1+\theta)}.$$

Определение ψ_m получается графически (фиг. 7.12); точка a пересечения кривых $I-I_0$ и $D\Gamma$ определяет величину ψ_m.

Эта величина ψ_m, подставленная в формулы (7.19), (7.29) и (7.8), решает задачу об определении наибольшего давления $p_{\max}$ и его положения в канале ствола.

Второй период

Формулы второго периода остаются прежними:

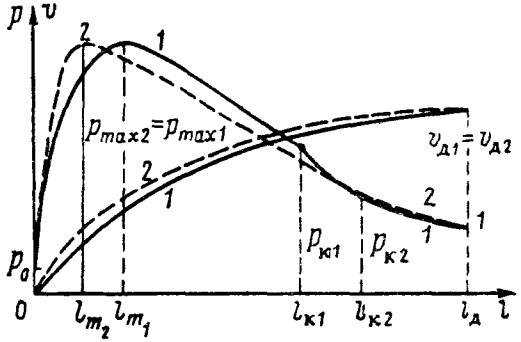
$$p=p_{\text{к}}\left(\frac{l_1+l_{\text{к}}}{l_1-l}\right)^{1+\theta}=p_{\text{к}}\left(\frac{1-\alpha\Delta_0+\Lambda_{\text{к}}}{1-\alpha\Delta_0+\Lambda}\right)^{1+\theta}, \tag{7.11}$$

$$v_д = v_{пр}\sqrt{1-\frac{(1-\alpha\Delta_0+\lambda_к)^\theta}{(1-\alpha\Delta_0+\lambda_д)^\theta}\left(1-\frac{v_к^2}{v_{пр}^2}\right)}, \qquad (7.12)$$

где

$$v'_{пр}=\frac{2g}{\varphi}\,\frac{f}{\theta}\,\frac{\omega}{q}.$$

Построив кривые p, l при физическом и геометрическом законах горения пороха, обнаружим следующую разницу.



Фиг. 7.13 Баллистические кривые при геометрическом (*1*) и физическом (*2*) законах горения

При физическом законе горения порохов с простой формой зерна наблюдается «взмыв» на кривой Г, ψ, т. е. ускоренное горение наружных слоев пороха и постепенное догорание в конце все более толстых элементов заряда, отчего кривые интенсивности горения пороха Г, ψ к концу горения постепенно убывают до нуля (см. фиг. 3.32), а полный интеграл $\int_0^1 Pd\tau$ получается больше, чем интеграл, соответствующий средней толщине пороха при геометрическом законе горения (см. фиг. 3.44).

Сила пороха f, определяемая при опытах с коническими крешерами, всегда получается значительно меньше, чем сила пороха $f=950\,000$ *кг·дц/кг*, принятая в таблицах проф. Н. Ф. Дроздова и в таблицах ГАУ (1942 г.).

Несмотря на это, при расчетах для одинаковых весов зарядов при несколько отличающемся характере кривых p, l начальные скорости v_0 будут одинаковыми (фиг. 7.13).

Кривая *1-1* получена при $f_1=95$ *т·м/кг*, поверхность в конце горения $\sigma_к$ имеет конечное значение, и при переходе от первого периода ко второму кривая p, l делает излом; точка $p_к$ является угловой.

При физическом законе горения при меньшей силе пороха $f_2=85$ *т·м/кг* за счет бо́льшей интенсивности горения в начале

кривая p, l поднимается более резко, максимальное давление p_{max} имеет ту же величину, но смещено к началу движения *; конец горения смещен к дульному срезу ($l_{к2} > l_{к1}$). Так как кривая Г, ψ в конце горения постепенно падает до нуля, то угловой точки при переходе от первого периода ко второму нет, переход получается плавный, и кривая второго периода является плавным продолжением кривой первого периода. Площади кривых p, l оказываются равными, и начальные скорости снаряда одинаковыми.

Смещение к началу движения положения максимального давления при стрельбе по сравнению с положением при геометрическом законе горения было подтверждено обработкой достаточно многочисленных стрельб из различных орудий с боковыми крешерными приборами, расположенными над каморой и вдоль канала ствола. Сюда относятся результаты стрельб Н. А. Забудского (1914 г.), В. М. Трофимова (1925 г.), В. В. Хожева — М. Е. Серебрякова (1930 г.); в этих стрельбах применялись ленточные пороха с семью каналами и пороха Киснемского. Все эти стрельбы дали смещение положения максимального давления к началу движения **.

Глава VIII

ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ, ТАБЛИЦЫ, ПОПРАВОЧНЫЕ ФОРМУЛЫ. ПОНЯТИЕ О ПРИМЕНЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫХ СЧЕТНЫХ МАШИН

8.1. ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ РЕШЕНИЯ

Применение численного анализа во внутренней баллистике

В процессах, происходящих в природе или рассматриваемых в технике, участвуют обычно различные переменные величины, имеющие определенный физический смысл. При этом численное изменение одной или нескольких величин сопровождается изменением других переменных или сопутствует этому изменению. Таким образом, всегда имеется известная функциональная связь между рассматриваемыми переменными величинами. Функциональная

* Взмыв представляет собой дегрессивное горение пороха, было показано, что с увеличением дегрессивности положение максимального давления смещается к началу движения, а величина его растет. То же получается при физическом законе горения.

** М. Е. Серебряков, Физический закон горения во внутренней баллистике, Оборонгиз, 1940, стр 133—148.

связь выражается тремя способами· таблицей, графиком, формулами. В большинстве процессов, особенно технических, эта связь выражается таблицей или графиком, непосредственно получающимися из опыта или из наблюдения над процессом, а формула появляется лишь после вторичной обработки и притом самых простых процессов. Отсюда ясно, что самым естественным видом функциональной связи между переменными величинами, представляющими в комплексе данный изучаемый процесс, является таблица, тем более, что при непосредственном использовании этого процесса для практических целей нужна не формула и даже не график, а необходимы прежде всего численные значения той или иной переменной величины.

Средством для изучения и практического использования функциональной связи между переменными величинами и должен служить численный анализ.

Обыкновенные дифференциальные уравнения можно приближенно проинтегрировать одним из весьма многочисленных методов. Эти методы следующие:

1) разложение в ряд Тейлора по степеням аргумента;

2) интегрирование методом последовательных приближений;

3) разложение в ряд по степеням малых параметров, входящих в уравнение;

4) разложение в ряд по степеням начальных значений искомой функции и ее производных;

5) способ последовательных приближений в применении к уравнениям колебательного движения;

6) способ квадратур Эйлера, Е. Л. Бравина и др.;

7) метод численного интегрирования (Рунге — Кутта).

Шесть первых методов не требуют применения конечных разностей; все варианты метода численного интегрирования основаны на применении этих разностей.

Главнейшие из вариантов метода численного интегрирования изложены в книге акад. А. Н. Крылова «Лекции о приближенных вычислениях» (АН СССР, 1933).

Основные сведения из теории конечных разностей и технические особенности применения их в артиллерийской технике можно найти в книге проф. Г. В. Оппокова «Численный анализ применительно к артиллерийской технике» (Оборонгиз, 1939).

Интегрирование уравнений внутренней баллистики, дающих зависимость между основными элементами при выстреле, приводит к довольно сложным интегралам, решаемым лишь при помощи квадратур с любой степенью точности (решение проф. Дроздова). При этом для возможности интегрирования обычно некоторые переменные параметры в основных уравнениях принимают постоянными (θ, u_1, p_0 и др.).

Метод численного интегрирования позволяет решать систему дифференциальных уравнений, не только не упрощая входящие в

них функции, но даже давая переменные значения тем величинам, которые обычно принимаются постоянными. При этом можно решать задачу при любых гипотезах относительно характера горения пороха, закона сопротивления движению, устройства канала ствола и т. п.

При решении задачи методом численного интегрирования последовательно переходят от одного значения аргумента к другому прибавлением его конечных разностей от начала движения снаряда. Поэтому, например, нельзя заранее определить величины p_{max} или значения переменных v, l и p, соответствующих концу горения пороха, а приходится последовательно, от точки к точке, вычислять элементы кривых давления p, пути снаряда l, скорости его v и т. д. Кроме того, метод численного интегрирования дает зависимость между отдельными переменными лишь в виде числовых таблиц, а не аналитических формул.

Несмотря на эти недостатки метод численного интегрирования может служить для косвенной проверки степени точности, даваемой теми или иными приближенными аналитическими методами.

В связи с этим при разработке новых вопросов теории численное интегрирование можно использовать для учета погрешностей при переходе от точных уравнений и зависимостей к менее точным, но более удобным в аналитическом отношении. Численное интегрирование с одинаковым успехом можно применить как при геометрическом, так и при более сложном физическом законе горения, а также к стволам с переменным сечением канала.

У нас метод численного интегрирования к решению задач внешней баллистики впервые стал применять с 1918 г. В. М. Трофимов. Наиболее детально разработан этот метод Н. А. Упорниковым и Г. В. Оппоковым, применившими метод конечных разностей (1925—1938 гг.).

Решение разложением в ряд Тэйлора

В 1932 г. П. В. Мелентьев предложил применить для численного решения уравнений баллистики метод разложения в ряд Тэйлора, и этот метод после некоторой переработки оказался достаточно удобным.

Исследование основных зависимостей, выражающих закономерности, имеющие место при выстреле, показывает, что все основные элементы l, v, ψ, p в том или ином виде могут быть выражены в функции от пути l и его производных по времени до третьего порядка включительно.

В самом деле, если взять основную систему уравнений, выражающих связь между элементами выстрела, то получим:

1) основное уравнение пиродинамики или уравнение преобразования энергии

$$ps(l_\psi + l) = f\omega\psi - \frac{\theta}{2}\varphi m v^2;$$

2) **уравнения,** выражающие закон горения пороха:

$$\psi = \varkappa z(1 + \lambda z);$$

$$\frac{de}{dt} = u = u_1 p;$$

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{S_1}{\Lambda_1}\sigma u_1 p = \frac{\varkappa}{e_1}\sigma u_1 p;$$

3) уравнение движения

$$ps = \varphi m \frac{dv}{dt} = \varphi m \frac{d^2 l}{dt^2} = \varphi m l_t'',$$

где

$$v = \frac{dl}{dt} = l_t',$$

причем v связано с z уравнением

$$v = \frac{sl_к}{\varphi m}(z - z_0),$$

откуда

$$z = z_0 + \frac{\varphi m}{sI_к} v.$$

Все переменные, входящие в основную систему уравнений, могут быть выражены через путь l и его производные, так как

$$v = l_t'; \quad z = z_0 + \frac{\varphi m}{sI_к} l_t';$$

ψ — функция z также выразится как функция l_t', давление пропорционально l_t'' и производная dp/dt пропорциональна l_t'''. Следовательно, если принять за независимое переменное время t движения снаряда по каналу ствола, а за функцию, разлагаемую в ряд, путь снаряда l, то можно применить ряд Тэйлора для нахождения значения пути l_{n+1} и его производных для соседнего участка, соответствующего времени $t_{n+1} = t_n + \Delta t = t_n + h$, причем должны быть известны значения пути l_n и его производных для предыдущего момента t_n. Таким образом можно найти все элементы горения пороха и движения снаряда при выстреле, т. е. z, ψ, v, p, l и t.

Пусть для некоторого момента времени t_n известны путь l_n и его производные по времени l_n', l_n'', l_n'''...; если задаться достаточно малым приращением времени $\Delta t = h$ и ограничиться производными до третьего порядка включительно, то по формуле Тэйлора для $t_{n+1} = t_n + h$ будем иметь

$$l_{n+1}=l_n+hl'_n+\frac{h^2}{2}l''_n+\frac{h^3}{2\cdot 3}l'''_n. \qquad (8.1)$$

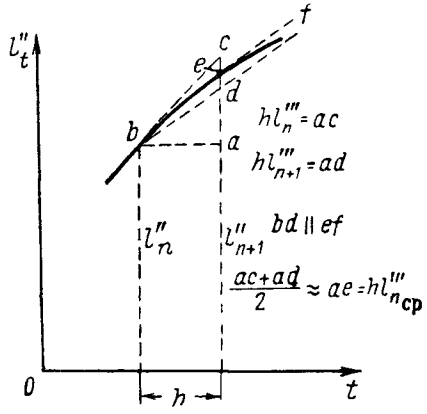
Дифференцируя по t и отбрасывая члены с l_n^{IV}, т. е. считая, что l'''_n на данном участке Δt постоянна и равна среднему значению, получим

$$l'_{n+1}=l'_n+hl''_n+\frac{h^2}{2}l'''_n;$$

$$l''_{n+1}=l''_n+hl''_{n\,\text{ср}}=l''_n+h\frac{l'''_n+l'''_{n+1}}{2},$$

где $\frac{l'''_n+l'''_{n+1}}{2}$ — среднее значение третьей производной на рассматриваемом участке (отрезок ae на фиг. 8.1). Из последнего уравнения получаем значение для l'''_{n+1}:

$$l'''_{n+1}=\frac{2}{h}l''_{n+1}-\frac{2}{h}l'_n-l''_n.$$



Фиг 8 1. График l''_t и l'''_t.

Как показал П. В. Мелентьев, при расчете удобнее вычислять не самые производные, а величины, им пропорциональные:

$$hl', \quad h^2l'' \quad \text{и} \quad \frac{h^3}{2}l'''.$$

Умножая поэтому уравнение для l'_{n+1} на h и уравнение для l'''_{n+1} на $\frac{h^3}{2}$, получим следующие уравнения.

$$hl'_{n+1}=hl'_n+h^2l''_n+\frac{h^3}{2}l'''_n,$$

$$\frac{h^3}{2}l'''_{n+1}=h^2l''_{n+1}-h^2l''_n-\frac{h^3}{2}l'''_n.$$

Сопоставляя эти два уравнения с исходным уравнением (8.1), можно видеть, что l всюду входит без коэффициента; l' с коэффициентом h; l'' — с h^2; l''' — с $\frac{h^3}{2}$. Это значительно ускоряет вычисления в дальнейшем.

Выражение для второй производной l''_t будет

$$l''_t = \frac{s}{\varphi m} p$$

или, умножая на h^2, имеем

$$h^2 l''_t = h^2 \frac{s}{\varphi m} p.$$

Комбинируя полученные значения пути l и его производных с уравнениями основной системы, получаем совокупность формул для решения в последовательности, соответствующей порядку их применения, причем здесь введены следующие обозначения констант:

$$\frac{\varphi m^*}{sI_к} = k_1, \quad \frac{f\omega}{s} = k_2, \quad \frac{6\varphi m}{2f\omega} = \frac{1}{v_{пр}^2} = k_3; \quad \frac{s}{\varphi m} = k_4.$$

Система I

$$hl'_{n+1} = hl'_n + h^2 l''_n + \frac{h^3}{2} l'''_n, \tag{I}$$

$$v_{n+1} = \frac{hl'_{n+1}}{h}, \tag{II}$$

$$z_{n+1} = z_0 + \frac{\varphi m}{sI_к} v_{n+1} = z_0 + k_1 v_{n+1}, \tag{III}$$

$$\psi_{n+1} = \varkappa z_{n+1} + \varkappa\lambda z_{n+1}^2, \tag{IV}$$

$$l_{n+1} = l_n + hl'_n + \frac{1}{2} h^2 l''_n + \frac{1}{3} \frac{h^3}{2} l'''_n, \tag{V}$$

$$p_{n+1} = \frac{f\omega}{s} \frac{\psi_{n+1} - \dfrac{v_{n+1}^2}{v_{пр}^2}}{l_{\psi n+1} + l_{n+1}} = k_2 \frac{\psi_{n+1} - k_3 v_{n+1}^2}{l_\Delta - a\psi_{n+1} + l_{n+1}}, \tag{VI}$$

где

$$a = \frac{\omega}{s}\left(\alpha - \frac{1}{\delta}\right),$$

$$h^2 l''_{n+1} = h^2 \frac{s}{\varphi m} p_{n+1} = h^2 k_4 p_{n+1}, \tag{VII}$$

$$\frac{h^3}{2} l'''_{n+1} = h^2 l'_{n+1} - h^2 l''_n - \frac{h^3}{2} l'''_n. \tag{VIII}$$

Индексом $(n+1)$ помечены те значения производных в конце данного участка времени, которые в процессе расчета переносятся

из рассчитываемого столбца в соседний справа в соответствующие строки уже с индексом n, так как для следующего столбца они характеризуют начальное значение данной величины.

При расчете по этой совокупности формул необходимо знать значения l и его производных для начала движения снаряда, т. е. для момента времени $t=0$. Так как для начала движения путь l и скорость v равны нулю, то получим

$$(l)_0=0,\quad (l')_0=(v)_0=0;\quad (l'')_0=k_4p_0;\quad h^2(l'')_0=h^2k_4p_0,$$

где p_0 — давление форсирования, которым обычно задаются. Что касается третьей производной $(l''')_0$, то сначала найдем ее выражение для текущего момента l'''.

Для определения l''' дифференцируем по t уравнение $l''_t=k_4p$:

$$l'''_t=k_4p'_t.$$

Но величина p'_t была выведена выше:

$$p'_t=\frac{p}{l_\psi+l}\left[\frac{f\omega}{s}\frac{\varkappa\sigma}{I_к}\left(1+\frac{p}{f\delta_1}\right)-v(1+\theta)\right].$$

Для момента начала движения

$$l=0,\quad v=0,\quad p=p_0,\quad \psi=\psi_0.$$

Поэтому

$$(p'_t)_0=\frac{p_0}{l_{\psi_0}}\frac{f\omega}{s}\frac{\varkappa\sigma_0}{I_к}\left(1+\frac{p_0}{f\delta_1}\right)=k_2\frac{\varkappa\sigma_0}{I_к}\left(1+\frac{p_0}{f\delta_1}\right)\frac{p_0}{l_{\psi_0}}.$$

Величина $\left(1+\frac{p_0}{f\delta_1}\right)=\frac{l_\Delta}{l_{\psi_0}}$, и выражение для $(p'_t)_0$ можно представить в виде

$$(p'_t)_0=k_2\frac{\varkappa\sigma_0}{I_к}\frac{l_\Delta}{l^2_{\psi_0}}p_0.$$

Следовательно, значение третьей производной для начального момента также известно:

$$\frac{h^3}{2}l'''_0=\frac{h^3}{2}k_4(p'_t)_0=\frac{h^3}{2}k_4k_2\frac{\varkappa\sigma_0}{I_к}\frac{l_\Delta}{l^2_{\psi_0}}p_0.$$

Теперь можно начать последовательное решение системы (I) сначала для первого столбца для интервала времени $\Delta t=h$, затем для второго и т. д. и таким образом получать последовательный ряд значений l, v, z, ψ и p в функции t.

Величина $h=\Delta t$ должна быть выбрана так, чтобы на период горения пороха пришлось 10—15 столбцов, что даст для каждой величины p, v, l, ψ соответствующее число точек.

Так как время сгорания пороха в основном связано с толщиной его, то приближенно интервал времени $h=\Delta t$ можно брать по формуле $h\approx 0{,}001e_1$, где $e_1=\frac{1}{2}$ толщины пороха в *мм*, (значение h округляют до одной-двух значащих цифр (во втором значащем знаке до 5). Например, если $2e_1=1{,}28$ *мм*,

$$h=0{,}001\,(0{,}64)=0{,}00064=0{,}0006 \text{ или } 0{,}00065.$$

Так как $v_д$ и $l_д$ при расчетах известны хотя бы приближенно, то можно, вычислив среднее время движения снаряда $t_{ср}=2l_д/v_д$, взять для величины шага времени $\Delta t=h\approx t_{ср}/15$ с округлением до двух значащих цифр.

Ход расчета. Предварительно вычисляют все константы:

$$\varkappa,\ \lambda,\ \varkappa\lambda,\ \Delta,\ \psi_0=\frac{\frac{1}{\Delta}-\frac{1}{\delta}}{\frac{f}{p_0}+\alpha-\frac{1}{\delta}};$$

$$\sigma_0=\sqrt{1+4\frac{\lambda}{\varkappa}\psi_0}=\sqrt{1-4\frac{\varkappa-1}{\varkappa^2}\psi_0};$$

$$z_0=\frac{2\psi_0}{\varkappa(\sigma_0+1)}\approx\frac{\psi_0}{\varkappa};\quad I_к=\frac{e_1}{u_1};\quad l_0=\frac{W_0}{s};$$

$$l_\Delta=\frac{1}{s}\left(W_0-\frac{\omega}{\delta}\right)=l_0\left(1-\frac{\Delta}{\delta}\right);$$

$$a=\frac{\omega}{s}\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right);\quad l_{\psi_0}=l_\Delta-a\psi_0;\quad \varphi m=\frac{\varphi q}{98{,}1};\quad h\approx 0{,}001e_1;$$

$$k_1=\frac{\varphi m}{sI_к};\quad k_2=\frac{f\omega}{s};\quad k_3=\frac{\theta\varphi m}{2f\omega}=\frac{1}{v_{пр}^2}\ \text{(малая величина)};\quad k_4=\frac{s}{\varphi m};$$

$$h^2l_0''=h^2k_4p_0;$$

$$\frac{h^3}{2}l_0'''-\frac{h^3}{2}k_4k_2\frac{\varkappa\sigma_0}{I_к}\frac{l_\Delta}{l_{\psi_0}^2}p_0=\frac{h^3}{2}k_4\frac{\varkappa\sigma_0}{I_к}\left(1+\frac{p_0}{f\delta_1}\right)\frac{p_0^2}{\psi_0}.$$

Ход расчета не меняется от того, ведется ли расчет для дегрессивной или прогрессивной формы пороха.

При расчете участка после распада прогрессивной формы надо вместо обычной формулы взять выведенную ранее формулу:

$$\psi=\psi_s+\varkappa_2(z-1)[1+\lambda_2(z-1)]=\psi_s+\varkappa_2(z-1)+\varkappa_2\lambda_2(z-1),$$

где z меняется от 1 до $1+\frac{\rho}{e_1}$ и $\varkappa_2$, λ_2 — характеристики формы после распада.

Ниже приводится расчетная таблица (см. табл. 8.1), поясняющая последовательность операций при решении задачи.

Таблица 8.1

Расчет задачи внутренней баллистики разложением в ряд Тэйлора

Индекс n: 0 1 2 3

Расчетные формулы		№ столбца / время $t_{n+1}=(n+1)h$	1 / 0,0008	2 / 0,0016	3 / 0,0024	Примечания
$h=0{,}0008$	1	hl'_n	0	1,1322	0,3856	Из 4-й строки предыдущего столбца
$hl'_{n+1}=hl'_n+h^2l''_n+\frac{h^3}{2}l'''_n$	2	$h^2l''_n$	0,0958	0,1928	0,3546	Из 25-й предыдущего столбца В 26-ю данного столбца
$hl'_0=0$	3	$\frac{h^3}{2}l'''_n$	0,0364	0,0606	0,1012	Из 28-й предыдущего столбца В 27-ю данного столбца
$h^2l''_0=0{,}0958$ $\frac{h^3}{2}l'''_0=0{,}0364$	4	hl'_{n+1}	0,1322	0,3856	0,8414	В 1-ю следующего столбца В 16-ю следующего столбца
$v_{n+1}=\frac{hl'_{n+1}}{h}$	5	$v_{n+1}=\frac{hl'_{n+1}}{h}$	165,3	482		
$z_{n+1}=z_0+k_1v_{n+1}$ $k_1=0{,}0001864$	6	$+k_1v_{n+1}$	0,0308	0,0899		Во всех столбцах
	7	z_0	0,0297	0,0297	0,0297	
	8	z_{n+1}	0,0605	0,1196		
$\psi_{n+1}=\varkappa z_{n+1}+\varkappa\lambda z^2_{n+1}$ $\varkappa=1{,}06$ $\varkappa\lambda=-0{,}06$	9	$\varkappa z_{n+1}$	0,0641	0,1268		
	10	$+\varkappa\lambda z^2_{n+1}$	0,0002	0,0009		
	11	ψ_{n+1}	0,0639	0,1259		
	12	$-k_3v^2_{n+1}$	0,0002	0,0016		
$k_3=0{,}0_87030$	13	$\psi_{n+1}-k_3v^2_{n+1}$	0,0637	0,1243		
$k_2=2\,850\,000$	14	$k_2(\psi_{n+1}-k_3v^2_{n+1})=A_{n+1}$	181500	354300		

Продолжение

Индекс n: 0 1 2 3

Расчетные формулы		№ столбца / время $t_{n+1}=(n+1)h$	1 0,0008	2 0,0016	3 0,0024	Примечания
	15	$(l_n$	0	0,0600	0,3088	Из 19-й предыдущего столбца
$p_{n+1}=$ $=k_2\frac{\psi_{n+1}-k_3 v^2_{n+1}}{l_\Delta - a\psi_{n+1}+l_{n+1}}$	16	hl'_n	0	0,1322	0,3856	Из 4-й предыдущего столбца
$l_{n+1}=l_n+hl'_n+$ $+\frac{1}{2}h^2l''_n+\frac{1}{3}h^3l'''_n$	17	$+\frac{1}{2}h^2l''_n$	0,0479	0,0964	0,1773	$\frac{1}{2}$ (2-й строки данного столбца)
$(l)_0=0;\ hl'_0=0$	18	$\frac{1}{3}\frac{h^3}{2}l'''_n)$	0,0121	0,0202	0,0337	$\frac{1}{3}$ (3-й строки данного столбца)
	19	l_{n+1}	0,0600	0,3088	0,9054	В 15-ю следующего столбца
		$+$				
	20	l_Δ	3,016	3,016	3,016	Во всех столбцах
$a=\frac{\omega}{s}\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)=1{,}065$	21	$l_{n+1}+l_\Delta$	3,076	3,325		
		$-$				
	22	$a\psi_{n+1}$	0,068	0,134		
	23	$B_{n+1}=l_{n+1}+l_\Delta-$ $-a\psi_{n+1}$	3,008	3,191		
	24	$p_{n+1}=\frac{A_{n+1}}{B_{n+1}}$ кг/см²	604	1100		

Продолжение

Индекс n:		0	1	2	3	
Расчетные формулы	№ столбца		1	2	3	Примечания
	время $t_{n+1}=(n+1)h$		0,0008	0,0016	0,0024	
$h^2 l''_{n+1}=k_4 h^2 p_{n+1}$	25	$h^2 l''_{n+1}$	0,1928	0,3546	—	Во 2-ю и 26-ю следующего столбца
$k_4 h^2=0{,}0_5312$	26	$-h^2 l''_n$	-0,0958	-0,1928	-0,3546	Из 25-й предыдущего столбца
$\frac{h^3}{2} l'''_{n+1}=h^2 l''_{n+1}-$	27	$-\frac{h^3}{2} l'''_n$	-0,0364	-0,0606	-0,1012	Из 28-й предыдущего столбца
$-h^2 l''_n-\frac{h^3}{2} l'''_n$	28	$\frac{h^3}{2} l'''_{n+1}$	0,0606	0,1012		В 3-ю и 27-ю следующего столбца

Формулы для второго периода: $v=v_{\text{пр}}\sqrt{1-\left(\frac{l_1+l_к}{l_1+l}\right)^{\Theta}(1-k_3 v_к^2)}$;

$$p=p_к\left(\frac{l_1+l_к}{l_1+l}\right)^{1+\Theta},$$

$p_к$ *и* $l_к$ определяются из первого периода при $\psi=1$.

При $l=l_д$ $v=v_д$, $p=p_д$.

В левой графе стоят расчетные формулы и константы системы (1), в соседней графе справа эти формулы разделены на отдельные операции, по которым и ведется расчет.

Сначала заполняется первый столбец (№ 1), соответствующий промежутку времени от 0 до h. В этом столбце индекс n относится к началу промежутка, $n+1$ — к концу его; поэтому для начала промежутка $n=0$, $n+1=1$.

Для следующего, второго столбца $n=1$, $n+1=2$ и т. д. Для первого столбца из расчета констант имеем при $n=0$ $l_n=0$ (путь в начале движения) и вписываем в строку 15, $hl'_n=0$ (скорость в начале движения) — в строки 1 и 16, $h^2 l''_n=h^2 l''_0=0{,}0958$ — в строки 2 и 26, $\frac{h^3}{2} l'''_0=0{,}0364$ — в строки 3 и 27; в строку 17 помещаем $1/2\ (h^2 l''_0)$ и в строку 18 — $1/3\left(\frac{h^3}{2} l'''_0\right)$. Таким образом все величины с индексом $n=0$ проставлены в первом столбце. Теперь производим над ними нужные операции: сумма первых трех строк дает четвертую $hl'_{n+1}=hl'_{0+1}$, ее сейчас же переносим в соседнюю графу в 1

и 16-ю строки, где она характеризует уже с индексом n значение этой величины в начале следующего интервала; затем определяем v_{n+1}, z_{n+1}, ψ_{n+1}, A_{n+1}. Складывая четыре строки с 15-й по 18-ю, в 19-й получаем l_{n+1} — путь снаряда в конце данного промежутка времени — и эту величину со знаком n переносим в строку 15 соседнего столбца. Определив $p_{n+1}=A_{n+1}/B_{n+1}$ и умножая на него k_4h^2, получаем $h^2l''_{n+1}=0{,}1928$, которое и вписываем в 25-ю строку первого и со знаком «минус» в 26-ю 2-го столбца, а со знаком «+» во 2-ю и $\frac{1}{2}(h^2l''_{n+1})$ — в 17-ю строку следующего столбца, для которого он имеет индекс n. Производя действие над строками 25, 26 и 27, получаем в 28-й строке первого столбца $\frac{h^3}{2}l'''_{n+1}$ и сейчас же переносим это значение в 3-ю строку со знаком «+», а в 27-ю строку следующего столбца со знаком «—»; $\frac{1}{3}\left(\frac{h^3}{2}l'''_{n+1}\right)$ — в 18-ю строку того же столбца.

Таким образом все операции над величинами с индексами n во втором столбце уже подготовлены, и повторяем для него все те же действия, что и в первом.

Постоянные величины, как z_0 в 7-й строке и l_Δ в 20-й, вписываются для ряда столбцов заранее.

Применяя те же правила к соседнему столбцу 2, будем постепенно шаг за шагом получать значения v, z, ψ, l, p в функции $t=(n+1)h$, и так до конца горения или до момента вылета снаряда, причем после конца горения надо принять $\psi=1$.

При расчете необходимо соблюдать крайнюю осторожность, чтобы не сделать ошибки в расчетах, так как ошибка в одном из предыдущих столбцов исказит результат последующих.

Лучше всего по вычислении данных каждого из столбцов наносить их на миллиметровую бумагу в функции t. Тогда ошибка в данном столбце приведет к отклонению от закономерного хода точек предыдущих столбцов, и ее можно обнаружить и исправить.

В качестве критерия правильности полезно также наносить на график третью производную $\left(\text{или } \frac{h^3}{2}l'''_{n+1} \text{ в последней строке}\right)$, которая сначала должна возрастать, проходить через максимум, затем в момент получения $p_{\max}$ она должна обратиться в нуль ($p'_t=0$), а дальше приобрести отрицательное значение, слегка колеблясь в ту и другую сторону.

Момент времени, отсекаемый на диаграмме при $p'_t=0$ или $\frac{h^3}{2}l'''=0$, соответствует моменту наибольшего давления, и все элементы для него лучше всего брать из графика.

Время $t_к$, соответствующее концу горения пороха, определяется из графика по кривой ψ, t при $\psi=1$; затем для этого времени путем интерполяции находят элементы конца горения пороха.

Получив из расчета первого периода элементы конца горения $l_к$, $v_к$, $l_к$ и $p_к$, дальше, задаваясь тем же шагом $\Delta t=h$, начиная от $t_к$, вычисляют сначала значения пути и его производных для начала второго периода по формулам

$$l_0=l_к;\quad hl_0'=hv_к;\quad h^2l_{(0)}''=h^2\frac{s}{\varphi m}p_к=h^2k_4p_к;$$

$$\frac{h^3}{2}l_{(0)}'''=-\frac{h^3}{2}\frac{s}{\varphi m}\frac{(1+\theta)v_кp_к}{(l_1+l_к)}=-\frac{h^3}{2}k_4(1+\theta)\frac{v_кp_к}{l_1+l_к},$$

затем вписывают их в начальный столбец для расчета данных второго периода и производят те же операции, что и в первом периоде, полагая только в строке 11-й $\psi=1$ и пропуская строки с 6-й по 10-ю.

Так проводят расчет до тех пор, пока не получится $l_{n+1}>l_д$.

Если $l_{n+1}=l_д$, то остальные элементы $v_д$ и $p_д$ получаются автоматически в этом же столбце для индекса $n+1$; если $l_{n+1}>l_д$, то надо довести расчеты в этом столбце до 24-й строки включительно с пропуском строк 6—10, а затем по величине $l_д$ проинтерполировать в последнем столбце на $t_д$, чтобы после получить элементы $p_д$ и $v_д$.

После получения элементов, соответствующих концу горения пороха, вместо разложения в ряд можно рассчитывать $v_д$ и $p_д$ по обычным формулам второго периода, но без определения времени t.

Решение разложением в ряд применимо как при геометрическом, так и физическом законе горения. В последнем случае

$$v=\frac{s}{\varphi m}\int_{\psi_0}^{\psi}p\,dt=\frac{s}{\varphi m}(I-I_0),$$

откуда имеем выражение для I:

$$I=I_0+\frac{\varphi m}{s}v,$$

а зависимость ψ, z заменяется графической зависимостью I от ψ, определяемой из опыта в бомбе.

Уравнение для $(p_t')_0$ заменяется выражением

$$(p_t')_0=k_2\Gamma_0\frac{l_\Delta}{l_{\psi_0}^2}p_0$$

и

$$\frac{h^3}{2}l_0''=\frac{h^3}{2}k_4k_2\Gamma_0\frac{l_\Delta}{l_{\psi_0}^2}p_0,$$

где Γ_0 — значение опытной функции Γ, соответствующей величине $\psi=\psi_0$.

Для порохов. горящих со взмывом, Γ_0 больше, чем при геометрическом законе горения, и поэтому как первая производная давления p'_t, так и давление p будут нарастать быстрее, и максимум давления получается раньше. При одинаковой силе пороха наибольшее давление по физическому закону горения со взмывом получается больше, чем по геометрическому.

Понятие о методе Рунге—Кутта

Из методов численного интегрирования дифференциальных уравнений достаточно широкое применение находит так называемый метод Рунге — Кутта.

Сущность метода состоит в том, чтобы при интегрировании уравнения $y'=f(x, y)$ получить выражение для y_{n+1}, совпадающее с разложением $f(x, y)$ в степенной ряд по h до членов определенного порядка относительно h, но не содержащее производных от $f(x, y)$ как при интегрировании с помощью ряда Тейлора

В. Кутта показал, что вместо разложения

$$y_{n+1}=y_n+hy'_n+\frac{h^2}{2!}y'_n+\frac{h^3}{3!}y'''_n+\frac{h^4}{4!}y^{IV}_n \quad .$$

можно пользоваться формулой

$$y_{n+1}=y_n+\frac{1}{6}(k_1+2k_2+2k_3+k_4), \tag{8.2}$$

где

$$k_1=hf(x_n, y_n);$$

$$k_2=hf\left(x_n+\frac{1}{2}h,\ y_n+\frac{1}{2}k_1\right);$$

$$k_3=hf\left(x_n+\frac{1}{2}h,\ y_n+\frac{1}{2}k_2\right);$$

$$k_4=hf(x_n+h,\ y_n+k_3).$$

Принципиальная схема интегрирования дифференциального уравнения 1-го порядка $y'=f(x, y)$ имеет следующий вид:

x	x_n	$x_n+\frac{1}{2}h$	$x_n+\frac{1}{2}h$	x_n+h	$x_{n+1}=x_n+h$
y	y_n	$y_n+\frac{1}{2}k_1$	$y_n+\frac{1}{2}k_2$	y_n+k_3	$y_{n+1}=y_n+K$
$hf(x, y)$	k_1	k_2	k_3	k_4	

$$K=\frac{1}{6}(k_1+2k_2+2k_3+k_4)$$

Как видно из схемы, интегрирование сводится к последовательному вычислению коэффициентов k_1, k_2, k_3, k_4 и к вычислению следующего значения функции по формуле (8.2). После этого процесс повторяется для новых значений

$$x_{n+1}=x_n+h$$

и

$$y_{n+1}=y_n+K.$$

Таким образом, операция интегрирования весьма проста и состоит в выполнении ряда однообразных циклов.

Число циклов зависит от величины интервала изменения аргумента и от величины шага интегрирования h.

В этом методе, как и в других, правильный выбор величины шага интегрирования имеет весьма важное значение. Оценку величины шага интегрирования h рекомендуется производить в ходе вычислений следующим образом. Если отношение $\left|\frac{k_2-k_3}{k_1-k_2}\right|$ меньше 0,05, то шаг интегрирования можно признать удовлетворительным. В противном случае величину шага интегрирования следует уменьшить, чтобы не снизить существенно точность вычислении.

При интегрировании уравнений второго порядка $y''=f(x, y, y')$ для вычисления y_{n+1} с точностью четвертого порядка (как и дифференциального уравнения первого порядка) необходимо пользоваться следующими формулами:

$$y_{n+1}=y_n+z_n+K;$$

$$z_n=z_{n-1}+K';$$

$$K=\frac{1}{3}(k_1+k_2+k_3);$$

$$K'=\frac{1}{3}(k_1+2k_2+2k_3+k_4);$$

где $z_n=hy'_n$;

$$k_1=\frac{h^2}{2}f\left(x_n, y_n, \frac{z_n}{h}\right);$$

$$k_2=\frac{h^2}{2}f\left(x_n+\frac{1}{2}h, \quad y_n+\frac{1}{2}z_n+\frac{1}{4}k_1, \quad \frac{z_n+k_1}{h}\right);$$

$$k_3=\frac{h^2}{2}f\left(x_n+\frac{1}{2}h, \quad y_n+\frac{1}{2}z_n+\frac{1}{4}k_1, \quad \frac{z_n+k_2}{h}\right);$$

$$k_4=\frac{h^2}{2}f\left(x_n+h, \quad y_n+z_n+k_3, \quad \frac{z_n+2k_3}{h}\right).$$

Принципиальная схема интегрирования в этом случае имеет такой вид:

x	x_n	$x_n+\frac{1}{2}h$	$x_n+\frac{1}{2}h$	x_n+h	$x_{n+1}=x_n+h$
y	y_n	$y_n+\frac{z_n}{2}+\frac{k_1}{4}$	$y_n+\frac{z_n}{2}+\frac{k_1}{4}$	$y_n+z_n+k_3$	$y_{n+1}=y_n+z_n+k$
$z=hy'$	z_n	z_n+k_1	z_n+k_2	z_n+2k_3	$z_{n+1}=z_n+K'$
$k_j=\frac{h^2}{2}f(x,y,\frac{z}{h})$	k_1	k_2	k_3	k_4	

$$K=\frac{1}{3}\left(k_1+k_2+k_3\right);\quad K'=\frac{1}{3}\left(k_1+2k_2+2k_3+k_4\right)$$

Как видно из схемы, принцип интегрирования дифференциальных уравнений второго порядка так же прост, как и уравнений первого порядка. Практические же вычисления в этом случае, конечно, более трудоемки. Оценка величины шага интегрирования производится так же, как и для уравнений первого порядка.

Применение метода Рунге — Кутта во внутренней баллистике для интегрирования дифференциальных уравнений как первого (обычные орудия), так и второго порядка (безоткатные орудия) показало, что этот метод является достаточно экономичным и дает возможность для первого периода выстрела ограничиться 10—12 интервалами при решении задачи для обычных орудий и 14—15 интервалами для безоткатных орудий.

Система уравнений, подлежащая интегрированию для обычных орудий, при аргументе v имеет вид

$$\frac{dl}{dv}=\frac{\varphi m}{s}\frac{v}{p};\qquad p=\frac{f\omega}{s}\frac{\psi-\frac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}}{l_\psi+l};$$

$$\psi=\psi_0+\frac{\varkappa\sigma_0\varphi m}{sI_{\text{к}}}\cdot v+\varkappa\lambda\frac{\varphi^2m^2}{s^2I_{\text{к}}^2}v^2;\quad \frac{dt}{dv}=\frac{\varphi m}{s}\frac{1}{p}.$$

8 2. ТАБЛИЦЫ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ

Значение табличных способов решения для артиллерийской практики

При решении аналитическим способом основной задачи внутренней баллистики, т. е. при определении кривой давления газов в канале ствола и скорости снаряда в зависимости от пути снаряда, не-

обходимо выполнить большое количество вычислений, требующих значительной затраты времени. При этом аналитические формулы не дают возможности решения обратных задач, связанных с проектированием системы или с определением толщины пороха. Поэтому для решения таких задач требовалось большое количество вариантов прямой задачи и уже из них приходилось выбирать интерполированием подходящий для данного случая. Это чрезвычайно усложняло решение вопросов проектирования орудий и подбор пороха и заставляло прибегать к таблицам и простым формулам эмпирического происхождения, не учитывающим всех обстоятельств явления выстрела.

Поэтому, когда в 1910 г. проф. Н. Ф. Дроздов составил свои таблицы для определения наибольшего давления p_{max} и начальной скорости $v_д$, причем попутно определялось положение конца горения пороха ($l_к/l_0$), то это значительно упростило решение прямой задачи внутренней баллистики и позволило быстро и просто решать ряд обратных задач, относящихся к баллистическому проектированию ствола: определение длины пути снаряда, обеспечивающей получение требуемой начальной (дульной) скорости при данной плотности заряжания и при условии полного сгорания пороха в канале ($l_к < l_д$); определение толщины пороха, обеспечивающей получение заданного наибольшего давления при условии полного сгорания пороха в канале ствола; решение различных вариантов с изменением веса заряда и толщины пороха при том же наибольшем давлении для определения наивыгоднейших условий заряжания и т. д.

Таблицы проф. Дроздова сыграли большую роль в усовершенствовании и ускорении решения задачи по баллистическому проектированию и получили широкое распространение. Для удобства пользования они в 1920 г. были проинтерполированы для более мелких изменений входящих в них аргументов, а в 1933 г. усовершенствованы и расширены самим автором. Эти таблицы послужили также образцом, по которому в 1933 г. были составлены «Таблицы кафедры внутренней баллистики» для порохов с постоянной поверхностью горения.

Дальнейшим развитием и продолжением таблиц проф. Н. Ф. Дроздова явились таблицы АНИИ, изданные в 1933 г., позволявшие определить для данных условий заряжания не только p_{max}, $l_к$, l_m и $v_д$, но и кривые давления газов, скорости снаряда и времени движения в функции пути снаряда. Эти таблицы дали возможность еще более ускорить решение ряда задач, особенно связанных с баллистическим проектированием.

В 1942 г. по типу таблиц, изданных в 1933 г., под редакцией проф. В. Е. Слухоцкого и С. И. Ермолаева, были составлены подробные «Таблицы ГАУ» в трех частях с добавлением специальной 4-й части для баллистического расчета орудий.

Особенно удобна для баллистического расчета четвертая часть таблиц (ТБР).

Таблицы представляют собою числовые значения основных элементов p, v, l, t, полученные на основе формул аналитического или численного решения прямой задачи для большого числа вариантов условий заряжания. Такие таблицы позволяют очень быстро найти такие элементы выстрела, как давление газов и скорость снаряда в функции пути снаряда, а также в функции времени, причем в числе других определяются элементы для наибольшего давления, для конца горения пороха и для дульного среза.

Некоторые из таких таблиц (краткие) непосредственно дают только отдельные элементы выстрела: наибольшее давление, его положение, положение конца горения пороха, а для расчета дульной скорости требуется провести дополнительные несложные вычисления.

К табличным способам нельзя относить, как это делают некоторые авторы, те аналитические способы решения прямой задачи, в которых встречаются таблицы различных функций внутренней баллистики, как например функции D и ε проф. Оппокова, $\int_0^{\beta} Z_x^{\frac{B}{B_1}}\, d\beta$ Свиридова и др., имеющих вспомогательное значение при решении прямой задачи и при расчете элементов выстрела.

Методика составления таблиц

Для составления таблиц на основе аналитических методов производят большое число расчетов по решению прямой задачи внутренней баллистики для различных условий заряжания, выбираемых в определенных пределах.

Чтобы таблицы годились для орудий любых калибров, в исходные уравнения по возможности вводят относительные величины. Например, берут не веса зарядов ω, изменяющиеся в очень широких пределах, а плотности заряжания Δ, которые для определенных типов орудий меняются мало; определяют не абсолютные пути снаряда, а относительные величины; $\Lambda = \frac{l}{l_0}$, где $l_0 = \frac{W_0}{S}$ — приведенная длина каморы. Величину $\Lambda = \frac{l}{l_0}$ можно рассматривать или как относительный путь снаряда или как число объемов расширения газов $\Lambda = \frac{sl}{sl_0} = \frac{W}{W_0}$, которое для артиллерийских систем меняется в ограниченных пределах.

Иногда вместо абсолютных давлений p определяют отношения давления к силе пороха $\frac{p}{f}$ или $\frac{p}{p_1}$, где $p_1 = \frac{f\Delta}{1 - \alpha\Delta}$.

Кроме того, константы, характеризующие условия заряжания, группируют в безразмерные параметры, не зависящие от калибра орудия. К таким параметрам отнссятся, например,

$$\Delta \text{ и } B=\frac{s^2 I_к^2}{f\omega\varphi m} \text{ (в способе проф. Дроздова);}$$

$$\Delta \text{ и } H=\frac{2f\omega\varphi m}{s^2 I_к^2}=\frac{2}{B} \text{ (в способе Бианки — Граве)}$$

$$\Lambda_\Delta \approx \frac{1-\frac{\Delta}{\delta}}{1-\alpha\Delta} \text{ и } R=\sqrt{\frac{2}{B\theta}} \text{ (в способе проф. Окунева).}$$

Для возможности построения таблиц необходимо выяснить количество переменных и параметров, входящих в систему уравнений внутренней баллистики. Для этого рассмотрим основные формулы для элементов выстрела (p, v, l, ψ).

Для первого периода в случае пороха дегрессивной формы имеем систему уравнений:

$$-\varkappa\lambda=\varkappa-1,$$

$$\psi=\psi_0+\varkappa\sigma_0 x+\varkappa\lambda x^2,$$

$$\varkappa\sigma_0=k_1=\varkappa+2\varkappa\lambda z_0,$$

$$z_0=\frac{2\psi_0}{\varkappa(\sigma_0+1)}\approx\frac{\psi_0}{\varkappa},$$

$$\psi_0=\frac{\frac{1}{\Delta}-\frac{1}{\delta}}{\frac{f}{p_0}+\alpha-\frac{1}{\delta}}=\frac{\frac{\delta}{\Delta}-1}{\frac{f\delta}{p_0}+\alpha\delta-1},$$

$$v=v_{\text{пр}}\sqrt{\frac{B\theta}{2}}x=\sqrt{\frac{\omega}{\varphi q}}\sqrt{fgB}\,x,$$

или

$$v\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}=\sqrt{fgB}\,x,$$

$$\Lambda=\frac{l}{l_0},$$

$$\Lambda_\psi=1-\frac{\Delta}{\delta}-\Delta\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\psi,$$

$$p=f\Delta\,\frac{\psi-\frac{B\theta}{2}x^2}{\Lambda_\psi+\Lambda},$$

$$\Lambda = \Lambda_{\text{ср}}\left(Z_x^{-\frac{B}{B_1}} - 1\right),$$

где

$$B_1 = \frac{B\theta}{2} - \varkappa\lambda,$$

причем B_1 входит в величины $\gamma = \frac{B_1\psi_0}{k_1^2}$ и $\beta = \frac{B_1}{k_1}x$, по которым определяется функция $\lg Z_x^{-1}$.

Объем каморы W_0 и площадь поперечного сечения канала s входят только в выражение $\Lambda = l/l_0$ посредством величины $l_0 = W_0/s$. Вес заряда и вес снаряда входят в виде отношения ω/q в формулу для скорости v; от этого же отношения зависит коэффициент $\varphi = a + b\frac{\omega}{q}$.

Если рассматривать величины p, $v\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}$ и $\Lambda = \frac{l}{l_0}$, то они являются функциями аргумента x и восьми параметров:

f, α, δ — характеризующих природу пороха;

$\theta = \frac{c_p}{c_w} - 1$ — характеризующего состав газов и условия их расширения в канале орудия;

$\varkappa$ — характеризующего форму пороха;

p_0 — характеризующего устройство пояска снаряда и нарезов в канале ствола;

B и Δ — характеризующих условия заряжания.

Значения тех же переменных p, $v\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}$ и Λ при максимуме давления и в конце горения пороха зависят от тех же восьми параметров.

Во втором периоде p и $v\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}$ определяются следующими выражениями:

$$p = p_к\left(\frac{\Lambda_к + 1 - \alpha\Delta}{\Lambda + 1 - \alpha\Delta}\right)^{1+\theta},$$

где

$$p_к = f\Delta\,\frac{1 - \frac{B\theta}{2}(1 - z_0)^2}{\Lambda_1 + \Lambda_к} \quad \text{и} \quad \Lambda_1 = 1 - \alpha\Delta.$$

$$\left(v\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}\right)^2 = \frac{2gf}{\theta}\left\{1 - \left(\frac{\Lambda_к + 1 - \alpha\Delta}{\Lambda + 1 - \alpha\Delta}\right)^{\theta}\left[1 - \frac{B\theta}{2}(1 - z_0)^2\right]\right\}.$$

Здесь аргументом является Λ; остальные константы и параметры B и Δ те же, что и в первом периоде.

Большое количество констант и параметров заставляет при составлении таблиц часть констант, меняющихся в определенных пределах, как f, α, δ, $\varkappa$, p_0 и др., принимать постоянными средними значениями, что несколько сужает область применимости таблиц. Некоторые авторы вводят более сложные переменные и параметры, что позволяет уменьшить число входов в таблицах, но усложняет пользование ими.

Если принять f, α, δ, $\varkappa$, θ и p_0 постоянными, то величины p, Λ и $v\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}$ будут функциями только двух параметров — Δ и B, и можно составить таблицы о двух входах Δ и B.

Обозначим величину $v\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}$ через $v_{\text{таб}}$. После определения $v_{\text{таб}}$ по таблицам находят действительную скорость снаряда v умножением $v_{\text{таб}}$ на известный для заданных условий заряжания множитель $n_v=\sqrt{\frac{\omega}{\varphi q}}$:

$$v=v_{\text{таб}}n_v,$$

где $\varphi=a+b\frac{\omega}{q}$.

Время движения выражается интегралом

$$t=\int_0^l \frac{dl}{v}.$$

Если выразить в нем l через Λ, а v через $v_{\text{таб}}$, то получим для времени движения выражение

$$t=l_0\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}\int_0^{\Lambda}\frac{d\Lambda}{v_{\text{таб}}},$$

в котором интеграл $\int_0^{\Lambda}\frac{d\Lambda}{v_{\text{таб}}}$ является также функцией тех же Δ, B и Λ. В таблицах дана величина

$$t_{\text{таб}}=\frac{10^6}{l_0}\sqrt{\frac{\omega}{\varphi q}}\,t.$$

Переход от табличных значений условного времени $t_{\text{таб}}$ к действительным осуществляют по формуле

$$t=l_{0\,дм}\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}\,10^{-6}t_{\text{таб}}.$$

При составлении таблиц предварительно устанавливаются пределы изменения параметров Δ и B, которые могут встретиться на практике, и интервалы изменения этих параметров, удобные для интерполирования промежуточных значений. Например, берут Δ в пределах от 0,20 до 0,80 или от 0,10 до 0,90, а B — от 1 до 3 или от 0 до 4. Интервалы для Δ выбирают равными 0,01, а для B можно взять равными 0,1.

Затем, задавшись одним из значений Δ (например, 0,20), выполняют с помощью быстродействующих счетных машин для всех выбранных значений B полный расчет решения задачи внутренней баллистики с определением p, $v_{\text{таб}}$, Λ, ψ как для значений наибольшего давления, так и для конца горения пороха, а в некоторых таблицах и для ряда промежуточных точек в первом и во втором периодах до получения определенной величины Λ. То же самое повторяют для всех выбранных значений Δ.

Полученные данные вносятся в таблицы, которые позволяют решать как прямые задачи по определению $p_{\max}$, $p_{\text{к}}$, l_m, $l_{\text{к}}$ и $v_{\text{д}}$ и кривых p, l и v, l, так и обратные, связанные с баллистическим расчетом орудия.

Подробные таблицы для расчета кривых давления газов и скорости снаряда

Таблицы ГАУ (1942—1946 гг.)

Таблицы проф. Н. Ф. Дроздова и кафедры внутренней баллистики Артакадемии дают возможность найти наибольшее давление $p_{\max}$, его положение l_m, давление в конце горения пороха $p_{\text{к}}$, путь снаряда к этому моменту $l_{\text{к}}$. Для определения начальной скорости снаряда надо провести дополнительные расчеты. Таблицы не дают промежуточных значений p, v и l и не позволяют рассчитать время движения снаряда t.

Ниже дается описание таблиц ГАУ, более новых и более точных. Они составлены под руководством проф. В. Е. Слухоцкого и С. И. Ермолаева почти при тех же константах, что и таблицы проф. Дроздова:

$f=950\,000$; $\alpha=1{,}0$ вместо 0,98; $\varkappa=1{,}06$; $\theta=0{,}2$; $p_0=300$ *кг/см*^{2}; $\varphi=1.00$ вместо 1,05.

Таблицы дают возможность по входным параметрам Δ и B быстро определить значения давления газов, скорости снаряда и времени движения в функции пути снаряда по каналу ствола и очень просто решать основные задачи внутренней баллистики как прямые, так и обратные.

Таблицы состоят из четырех выпусков, каждый в отдельной книге. В выпуске 1 даны таблицы давлений p в функции относительного пути снаряда $\Lambda=\dfrac{l}{l_0}$, во втором — таблицы скоростей v

снаряда в функции пути снаряда, в третьем — таблицы времени тоже в функции пути снаряда. Они позволяют, решая прямую задачу, построить кривые давлений и скорости снаряда в функции пути и времени, а также решать и обратные задачи. Четвертый выпуск содержит специальные таблицы для баллистического расчета (ТБР).

Схема устройства таблиц

Давления $\Delta = 0, \ldots$

Λ \ B	0,1	0,2	0,3	....	...	4,0
0,1						
0,2						
0,6	—	—	—	—		—
.					—	
.						
1,0	—					
1,5		—				
.			—			
.				—		
.					—	
.						—
19						
20						
$\Lambda_к$						
$p_к$						
Λ_m						
p_{max}						
$B_\sim$	0,1	0,2	0,3	....	....	4,0

Плотности заряжания в таблицах изменяются от 0,05 до 0,95 *кг/дм*^{3} с интервалом через 0,01, параметр B меняется в пределах от 0 до 4,0 через 0,1. Аргумент $\Lambda = l/l_0$ — относительный путь

снаряда — меняется от 0 до 20 через разные интервалы: через 0,1 при изменении Λ от 0 до 1, через 0,5 при изменении Λ от 1 до 8 и через 1 при изменении Λ от 8 до 20.

В первых трех выпусках в каждом столбце внизу помещены точные значения $\Lambda_к$, Λ_m, $p_к$, p_{max}, $v_к$, v_m, $t_к$, t_m, отвечающие моменту получения наибольшего давления p_{max} и к концу горения пороха.

На каждую плотность заряжания Δ отведено несколько страниц в зависимости от диапазона изменения параметра B (по горизонтали). По вертикали слева даны значения Λ от 0,1 до 20.

Таблицы давлений имеют следующий вид (см. схему на стр. 476). В таблицах даны давления газов, отвечающие данным величинам Δ и B; беря в таблицах Λ от 0,1 до $\Lambda_д$, получим соответствующие значения давления в *кг/см*^{2}, и можно построить по точкам кривую p, Λ или p, l, так как $l=\Lambda l_0$.

Тонкая горизонтальная линия в районе $\Lambda=0{,}6$ показывает, что в данном интервале Λ находится наибольшее давление.

Ступенчатые толстые линии указывают границу между первым и вторым периодами (путь снаряда $l_к$ в конце горения пороха).

В последних четырех строках приведены точные значения элементов $\Lambda_к$ и $p_к$ в конце горения и Λ_m и p_{max} в момент получения наибольшего давления.

Таблицы второго и третьего выпусков для скорости снаряда и времени устроены так же, как и таблицы первого выпуска, но в таблицах непосредственно приведены значения не истинных скоростей, а табличных $\left(v_{таб}=v\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}\right)$, и не истинных времен t, а табличных $\left(t_{таб}=t\frac{10^6}{l_0}\sqrt{\frac{\omega}{\varphi q}}\right)$.

Чтобы найти действительные скорости и времена, надо $v_{таб}$ умножить на $n_v=\sqrt{\frac{\omega}{\varphi q}}$, а $t_{таб}$ — на $n_t=l_0\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}\cdot 10^{-6}$,

$$v=v_{таб}\sqrt{\frac{\omega}{\varphi q}},$$

$$t=t_{таб}l_0\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}\cdot 10^{-6},$$

где l_0 в *дм*.

Полученные при расчетах результаты следует свести в таблицу основных элементов выстрела из орудия (см. табл. 8.2).

Пример. Пусть заданы конструктивные данные и условия заряжания 107-*мм* орудия средней мощности; надо найти давление газов и скорость снаряда в функции пути снаряда и времени его движения.

$d=107$ *мм*; $W_0=4{,}600$ *дм*^{3}; $s=0{,}9165$ *дм*^{2}; $l_д=34{,}20$ *дм*,

$q=17{,}0$ *кг*; $\omega=3{,}0$ *кг*; $p_{max}=2500$ *кг/см*^{2}; $\omega/q=0{,}1765$;

$$\varphi=1{,}05+\frac{1}{3}\frac{\omega}{q}=1{,}109;\quad l_0=\frac{W_0}{s}=5{,}019;\quad \Lambda_д=6{,}814;$$

$\Delta=0{,}65$ (с округлением до 0,01);

$$n_v=\sqrt{\frac{\omega}{\varphi q}}=0{,}399;\quad n_t=l_0\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}\cdot 10^{-6}=12{,}56\cdot 10^{-6}.$$

Таблица 8.2

Основные элементы выстрела из орудия

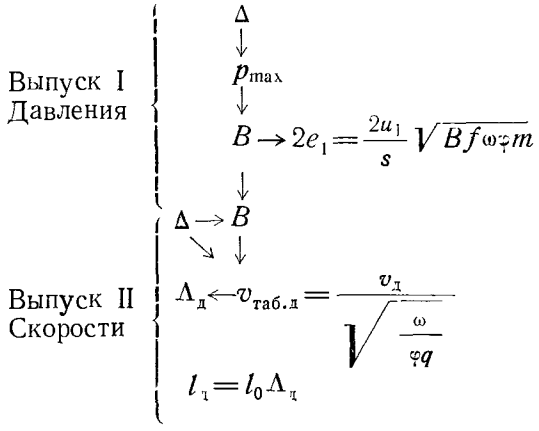
Λ	l *дм*	p *кг/см*^{2}	$v_{таб}$	$v=n_v v_{таб}$	$t_{таб}$	$t\cdot 10^3$ *сек* $n_t t_{таб}$
0	0	300	0	0	0	0
0,2	1,00	2008	294	117	204	2,57
0,4	2,01	2415	472	188	258	3,24
$\Lambda_m=0{,}623$	3,13	2500	623	249	299	2,76
1,0	5,02	2361	816	325	351	4,41
2,0	10,04	1827	1136	453	452	5,68
$\Lambda_к=3{,}19$	16,01	1392	1568	546	546	6,86
5,0	25,10	850	1565	624	667	8,38
$\Lambda_д=6{,}814$	34,20	602	1686	673	779	9,79

Кривые p и v можно построить или в функции пути l или в функции времени t.

Все задачи, которые решались по таблицам проф. Н. Ф. Дроздова, точно также решаются и по таблицам ГАУ. Значительно быстрее по ним определяются дульная скорость $v_д$ и длина пути $l_д$, необходимого для получения требуемой дульной скорости при проектировании.

Для решения этой последней задачи при данной Δ по величине p_{max} находят B и затем толщину пороха $2e_1$. Зная заданное значение $v_д$, находят $v_{д\,таб}=v_д:n_v$ и по таблице скоростей для той же Δ при найденном значении B ищут строку, в которой стоит найденное значение $v_{д\,таб}$. Двигаясь по этой строке влево, определяют $\Lambda_д$ и затем $l_д$.

Схематически этот ход решения изобразится так:



В таблицах ГАУ, как и в таблицах проф. Н. Ф. Дроздова, при $f \neq 95$ *т · м/кг* вводятся поправки (по В. Е. Слухоцкому):

$$p_{max} = p_{max\ таб}\frac{f}{95};$$

$$v = v_{таб}\sqrt{\frac{\omega}{\varphi q}\frac{f}{95}}.$$

Толщина пороха с семью каналами заменяется эквивалентной толщиной ленточного пороха:

$$2e_{1\ 7\ кан} = \frac{7}{10}\cdot 2e_{1\ лент}.$$

Таблицы для порохов с семью каналами, составленные на основе физического закона горения $u = Ap^{0,83}$ *

Все рассмотренные выше таблицы составлены на основе геометрического закона горения для ленточных ($\varkappa = 1{,}06$) или трубчатых ($\varkappa \approx 1{,}0$) порохов.

Между тем часть зарядов наших артиллерийских орудий составлена из порохов с семью каналами, для которых геометрический закон горения дает значительные отклонения от действительности.

Под руководством М. Е. Серебрякова были составлены таблицы для решения задач внутренней баллистики в случае стрельбы порохами с семью каналами, причем было обработано большое число

* Показатель $\nu = 0{,}83$ определен по опытам в бомбе.

опытов в бомбе при испытаниях 15 образцов с семью каналами разных марок. Были установлены определенные закономерности, общие для всех образцов; формулы приведены к безразмерному виду, и это позволило составить таблицы на основе физического закона горения.

Таблицы составлены с использованием полученной на опыте в манометрической бомбе зависимости $z=\frac{I}{I_s}$ в функции ψ при $\Delta_1=0{,}23$ и при законе скорости горения $u=Ap^{0{,}83}$, где значение $\nu=0{,}83$ определено как среднее обработкой опытных данных 15 образцов порохов разных марок с семью каналами.

Таблицы составлены при следующих константах:
порох с семью каналами;

сила пороха $f=815\,000$ *кг·дм/кг* $=81{,}5$ *т·м/кг*
коволюм $\alpha=0{,}93$ *дм³/кг*;
плотность пороха $\delta=1{,}6$ *кг/дм³*;

} получены по опытам в бомбе

показатель адиабаты $k-1=\theta=0{,}2$;
давление форсирования $p_0=250$ *кг/см²*.

Коэффициент учета второстепенных работ при расчете $v_{\text{пред}}$ во втором периоде или при расчете v_{s0} вычисляется по формуле

$$\varphi=a+b_{\text{ср}}\frac{\omega}{q},$$

где a — 1,03 для мощных пушек; 1,04 для пушек средней мощности; 1,05 для гаубиц высокой мощности; 1,06 для гаубиц средней мощности;

$$b_{\text{ср}}=f(\chi,\ \Lambda_{\text{д}})=\frac{1}{3}\left[1-\left(1-\frac{1}{\chi}\right)\cdot 2{,}303\frac{\lg(\Lambda+1)}{\Lambda}\right].*$$

Входными параметрами являются:

1) плотность заряжания Δ_0, изменяющаяся от 0,40 до 0,88 через 0,01;

2) параметр условий заряжания проф. Н. Ф. Дроздова B_s, в котором (вместо импульса давления к концу горения $I_{\text{к}}$) берется импульс давления в момент распада I_s, соответствующий $\psi_s=0{,}70$:

$$B_s=\frac{I_s^2 s^2}{f\omega\varphi m}.$$

Параметр B_s изменяется в пределах $0{,}20\div 1{,}00$ через 0,02, что соответствует изменению параметра B в таблицах проф. Дроздова и в таблицах ГАУ в пределах примерно $0{,}80\div 4{,}0$.

---

* См. табл. 5.1, стр. 352.

В таблицах для каждого значения Δ_0 и B_s даются относительные величины p, l и v для значений $\psi=\psi_m$; ψ_s; 0,90; 0,98 и $\psi_к=1$:

1) $\frac{p_{max}}{f}$, $\frac{p_s}{f}$, $\frac{p_{0,90}}{f}$, $\frac{p_{0,98}}{f}$, $\frac{p_к}{f}$;

2) $\frac{l_m}{l_0}=\Lambda_m$, Λ_s, $\Lambda_{0,90}$, $\Lambda_{0,98}$, $\Lambda_к$;

3) $\frac{v_m}{v_{s0}}$, $\frac{v_s}{v_{s0}}$, $\frac{v_{0,90}}{v_{s0}}$, $\frac{v_{0,98}}{v_{s0}}$, $\frac{v_к}{v_{s0}}$,

где $v_{s0}=\frac{sI_s}{\varphi m}$ — скорость снаряда для момента распада ψ_s при $p_0=0$;

4) величина $K_1=(\Lambda_к+1-\alpha\Delta)^\theta\left[1-\frac{B_s\theta}{2}(z_к^*-z_0)^2\right]$.

Кроме того, для момента наибольшего давления в таблицах приведена величина сгоревшей части заряда ψ_m, которая может представлять интерес при некоторых расчетах.

Величины ψ_0 и $z_0=I_0/I_s$ являются функциями Δ_0, характеристик пороха f, α, δ и давления форсирования p_0:

$$\psi_0=\frac{\frac{1}{\Delta_0}-\frac{1}{\delta}}{\frac{f}{p_0}+\alpha-\frac{1}{\delta}}.$$

z_0 берется из графика z, ψ по величине ψ_0.

Для величин ψ_0 и z_0 в функции Δ_0 имеется вспомогательная таблица.

Для каждой плотности заряжания Δ_0 от 0,40 до 0,88 через 0,01 приведены все баллистические элементы выстрела.

В первом левом столбце каждой страницы помещен входной параметр B_s от 0,20 до 1,00 через 0,02.

В последующих столбцах даны:

$$\frac{p_{max}}{f},\ \Lambda_m,\ \frac{v_m}{v_{s0}},\ \psi_m;\ \frac{p_s}{f},\ \Lambda_s,\ \frac{v_s}{v_{s0}};\ \frac{p_{0,90}}{f},\ \Lambda_{0,90},\ \frac{v_{0,90}}{v_{s0}};$$

$$\frac{p_{0,98}}{f},\ \Lambda_{0,98},\ \frac{v_{0,98}}{v_{s0}};\ \frac{p_к}{f},\ \Lambda_к,\ \frac{v_к}{v_{s0}};\ K_1.$$

По этим данным, включая начало движения снаряда, для которого $l=0$, $v=0$, $p=p_0$ и $\psi=\psi_0$, можно построить по 6 точек на кривых давления пороховых газов и скоростей снаряда и получить представление об общем характере их изменения.

Особенностью данных таблиц является то, что конец горения соответствует сгоранию не средней толщины продуктов распада, как это обычно принимается при геометрическом законе горения,

а наибольшей из фактически имевшихся при сжигании порохов в манометрической бомбе. Это ближе соответствует действительному разнообразию в толщине сводов (до распада) и в толщине продуктов распада при выстреле из орудия при горении пороха в канале ствола.

Как известно, при геометрическом законе горения у пороха с семью каналами относительная толщина, сгоревшая к концу горения и включающая толщину продуктов распада, $z_к = 1 + \frac{\rho}{e_1} = 1{,}532$.

Опытная же кривая z, ψ, полученная обработкой опытных кривых P, τ, при $\Delta_1 = 0{,}23$ дает $z'_к = 1{,}750$ (если принять, как при геометрическом законе горения, $\psi_s = 0{,}85$).

Но известно, что

$$v_к = \frac{sI_s}{\varphi m}(z_к - z_0); \quad v'_к = \frac{sI_s}{\varphi m}(z'_к - z_0).$$

Так как при физическом законе горения $z'_к = 1{,}750$ больше чем $z_к = 1{,}532$ при геометрическом законе горения, то и скорость в конце горения пороха рассчитанная при физическом законе горения $v'_к > v_к$, что соответствует сгоранию не среднего, а самого толстого элемента продукта распада пороха:

$$\frac{v'_к}{v_к} = \frac{1{,}750}{1{,}532} = 1{,}142 \ (+14{,}2\%).$$

Это отношение характеризует отклонение максимальной толщины пороха от средней.

Так как кривая скоростей снаряда в функции его пути при догорании продуктов распада повышается все более замедленно, то увеличению скорости снаряда на 14% будет соответствовать очень большое увеличение пути снаряда. Вот почему значения $\Lambda_к$ в данных таблицах, особенно при больших Δ_θ и B_s, получились очень большими, значительно превышающими значения $\Lambda_д$ для существующих систем орудий.

Это показывает, что конец горения заряда из пороха с семью каналами, как правило, получается после вылета снаряда из канала ствола.

При этом несгоревшая часть заряда не превышает 1—2%.

Если $\Lambda_к < \Lambda_д$, то начальная скорость снаряда $v_д$ вычисляется по *обычной формуле:*

$$v_д = \sqrt{\frac{2g}{\varphi}\frac{f}{\theta}\frac{\omega}{q}\left\{1 - \frac{K_1}{(\Lambda_д + 1 - \alpha\Delta)^\theta}\right\}} =$$

$$= 28280\sqrt{\frac{\omega}{\varphi q}\left\{1 - \frac{K_1}{(\Lambda_д + 1 - \alpha\Delta)^\theta}\right\}},$$

где

$$K_1=(\Lambda_к+1-\alpha\Delta)^{\theta}\left[1-\frac{B_s\theta}{2}(z_к-z_0)^2\right]$$

находят по вспомогательной таблице для $\Lambda_к<12$ и табличных значений Δ_0 и B.

Точно так же по входным числам Δ и $\Delta_д$ при $\theta=0{,}2$ составлена вспомогательная таблица для расчета величины

$$(\Lambda_д+1-\alpha\Delta)^{\theta}.$$

Применение таблиц для решения прямой основной задачи внутренней баллистики

Для расчета баллистических элементов, которые получатся при стрельбе данной маркой пороха с семью каналами из данного орудия, надо знать:

1. Конструктивные характеристики орудия — объем каморы W_0, сечение канала, включая нарезы $s=n_s d^2$, длину пути снаряда по каналу $l_д$, приведенную длину каморы $l_0=W_0/s$, уширение каморы $\chi=l_0/l_{кам}$ и $\Lambda_д=l_д/l_0$.

2. Условия заряжания — вес снаряда q, вес заряда ω, плотность заряжания $\Delta_0=\frac{\omega}{W_0}$, величину импульса давления газов пороха I_s для $\psi_s=0{,}70$ при сжигании его в манометрической бомбе при $\Delta_1=0{,}23$ и при записи кривой давления коническим крешером.

Так как пороха с семью каналами дают (при разных плотностях заряжания) расходящийся пучок интегральных кривых I, ψ, то для расчета их действия в орудии по данным таблицам необходимо испытывать порох именно при плотности заряжания $\Delta_1=0{,}23$, при которой была построена зависимость $z=\frac{I}{I_s}$ в функции ψ, использованная при составлении этих таблиц.

При $\Delta_1<0{,}23$ величины I_s получатся меньше, чем при $\Delta_1=0{,}23$, и это дает завышенные значения p_{max} и $v_д$; при $\Delta_1>0{,}23$ величины I_s получатся больше, чем при $\Delta_1=0{,}23$, и использование этой величины I_s для расчета B_s приведет к уменьшению и p_{max} и $v_д$. Если вместо $\Delta_1=0{,}23$ взять $\Delta'_1=0{,}15$, то I_s может получиться на 10—12% меньше, чем при $\Delta_1=0{,}23$.

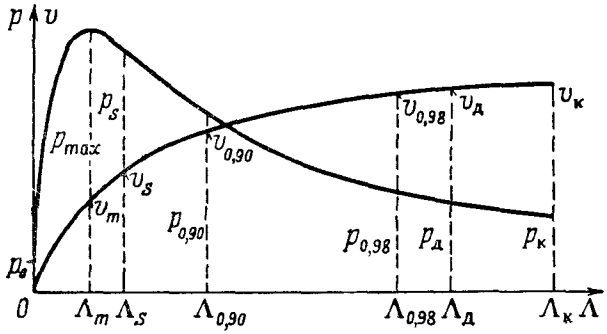
После определения I_s рассчитывают $\varphi=a+b_{ср}\frac{\omega}{q}$, параметр заряжания $B_s=s^2I_s^2g/f\omega\varphi q$, где $f=815\,000$ *кг·дм/кг*.

$$v_{s0}=\frac{sI_s}{\varphi m} \quad \text{и} \quad g=98{,}1\ дм/сек^2.$$

По входной величине Δ_0 отыскивают соответствующую ей таблицу, в которой для полученного значения B_s, применяя в случае надобности интерполяцию, находят все баллистические элементы для ψ_m, ψ_s, $\psi=0{,}90$, $\psi=0{,}98$ и $\psi_к=1$.

Зная $f=815000\ \frac{кг\cdot дм}{кг}$ и $v_{s0}=\frac{sI_s}{\varphi m}$, находят

$$p_m,\ p_{\max},\ p_s,\quad p_{0,90},\ p_{0,98},\ p_к;$$
$$v_m,\ v_s,\quad v_{0,90},\ v_{0,98},\ v_к;$$
$$\Lambda_m,\ \Lambda_s,\quad \Lambda_{0,90},\ \Lambda_{0,98},\ \Lambda_к,$$
$$\text{или}\quad l_m,\ l_s,\ l_{0,90},\ l_{0,98},\ l_к.$$



Фиг. 8.2. Кривые v, Λ и p, Λ по таблицам для порохов с семью каналами.

Зависимости p и v в функции l или Λ наносят на график и, зная $l_д$ или $\Lambda_д$ по графику, находят $v_д$ и $p_д$. Получается следующая схема (фиг. 8.2).

Имеющихся основных точек достаточно для построения кривых давления газов и скорости снаряда.

Следует отметить, что ни в точке, соответствующей распаду зерна при $\psi_s=0{,}70$, ни при переходе от первого периода ко второму на кривых p, l или p, Λ нет того характерного излома, который наблюдается обычно при решении задачи внутренней баллистики для ленточных или трубчатых порохов на основе геометрического закона горения. Это потому, что при распаде нет резкого изменения характеристики прогрессивности Γ, ψ или Γ, I, так же как в конце горения характеристика Γ, ψ стремится к нулю, а не имеет конечной величины, как у ленточного или трубчатого порохов, у которых теоретическая величина $\sigma_к$ близка к единице, и $\Gamma_к=\frac{s_1}{\Lambda_1}\ u_1\sigma_к$ близка к начальному значению $\Gamma_0=\frac{s_1}{\Lambda_1}\ u_1$.

Таблицы с уменьшенным числом параметров и с относительными переменными

Понятие о формулах и таблицах проф. Б. Н. Окунева

В конце 30-х годов появились работы, в которых для уменьшения большого числа параметров и постоянных характеристик, а также с целью избежать абсолютных величин основных элементов выстрела, вводились группировки параметров и относительные переменные.

К таким работам относятся работы наших исследователей — профессоров М. С. Горохова, А. И. Свиридова, Г. В. Оппокова, Б. Н. Окунева и Н. Ф. Дроздова.

В качестве примера рассмотрим метод проф. Окунева, в котором введены относительные переменные $p_т = \frac{p}{p_1}$, где $p_1 = \frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}$; $\nu = \frac{v}{v_{пр}}$; $\tau = \frac{t}{T}$, где $T = \frac{\varphi q}{gs}\frac{v_{пр}}{p_1}$; $X = \frac{\Lambda}{1-\alpha\Delta} = \frac{l}{l_1}$ и обобщенные параметры

$$R = \sqrt{\frac{2}{B\theta}} = \sqrt{\frac{H}{\theta}} \quad \text{и} \quad \Lambda_\Delta = \frac{1-\frac{\Delta}{\delta}}{1-\alpha\Delta} = \frac{l_\Delta}{l_1}.$$

Величина Λ_Δ проф. Окунева является обратной величине ∂, введенной нами в первом разделе при расчете ψ: $\Lambda_\Delta = \frac{1}{\partial}$.

$$X = \frac{\Lambda}{1-\alpha\Delta} = \frac{l}{l_1}.$$

Разделим числитель и знаменатель формулы для давления на $1-\alpha\Delta$:

$$p = f\Delta\frac{\psi - \frac{B\theta}{2}x^2}{\Lambda_\psi + \Lambda},$$

где

$$\Lambda_\psi = 1 - \frac{\Delta}{\delta} - \Delta\left(\alpha - \frac{1}{\delta}\right)\psi.$$

Перенося p_1 влево, получим

$$p = p_1\frac{\psi_m + \frac{B\theta}{2}x^2}{\frac{\Lambda_\psi}{1-\alpha\Delta} + \frac{\Lambda}{1-\alpha\Delta}}.$$

Обозначив

$$X_\psi = \frac{\Lambda_\psi}{1-\alpha\Delta},$$

определим табличное давление

$$p_{\text{таб}}=\frac{\psi-\frac{B\theta}{2}x^2}{X_\psi+X},$$

где $$p_{\text{таб}}=\frac{p}{p_1} \text{ и } L=\Lambda_\psi+\Lambda.$$

Поделив обе части дифференциального уравнения

$$\frac{dL}{dx}+\frac{B}{B_1}\frac{x}{\xi(x)}L=-\frac{\Delta}{\delta}(\alpha\delta-1)(k_1-2\varkappa\lambda x)$$

на $1-\alpha\Delta$, получим уравнение

$$\frac{d(X_\psi+X)}{dx}+\frac{B}{B_1}\frac{x}{\xi(x)}(X_\psi+X)=-(\Lambda_\Delta-1)(k_1-2\varkappa\lambda x).$$

Рассматривая выведенные выражения, получаем, что величины $p_т$ и X являются в первом периоде функциями аргумента x и не восьми, как прежде, параметров, а пяти:

$$\theta,\ \varkappa,\ z_0,\ \Lambda_\Delta,\ B.$$

Во втором периоде

$$\frac{p}{p_к}=\left(\frac{1-\alpha\Delta+\Lambda_к}{1-\alpha\Delta+\Lambda}\right)^{1+\theta}=\left(\frac{1+X_к}{1+X}\right)^{1+\theta}.$$

Значения $p_{\text{таб}}$ и X при максимальном давлении и при конце горения зависят от тех же пяти параметров. Следует, однако, заметить, что вместо p_0 в числе параметров находится z_0. При заданном z_0 будут получаться различные p_0 при разных значениях $\varkappa$, Λ_Δ и B, так что при составлении таблиц нельзя задаваться определенным z_0, а приходится принять его за одну из переменных, правда, с небольшим диапазоном изменения. Если далее задаться формой пороха, т. е. $\varkappa$, и отношением теплоемкостей $1+\theta$, то значение $p_{\text{таб}}$ и X при максимальном давлении в конце горения можно свести в таблицы с тремя входами Λ_Δ, B и z_0. При этом не получившими определенных значений остаются сила пороха f, коволюм пороха α и плотность пороха δ. К сожалению, менять в широких пределах силу пороха нельзя, так как связанная с ней величина $1+\theta$ задана.

По этому принципу проф. Б. Н. Окуневым составлены таблицы, в первой из которых даны в функции параметров Λ_Δ, $R=\sqrt{\frac{2}{B\theta}}$ и z_0 значения $p_{\text{таб}}$, X, $\nu=v/v_{\text{пр}}$ и $\tau=t/T$ в опорных точках кривой давления. В выражениях для ν и τ $v_{\text{пр}}$ является предельной скоро-

стью, а $T=\frac{\varphi q}{gs}\frac{v_{\text{пр}}}{p_1}$. Во второй таблице даны $p_{\text{таб}}$, X и τ в зависимости от параметров Λ_Δ, R, z_0 и аргумента ν. Эта таблица дает возможность строить кривые давлений и скоростей в функции пути и времени.

Метод проф. Н. Ф. Дроздова

В своей работе проф. Н. Ф. Дроздов за относительную переменную выбрал отношение текущего давления к давлению форсирования: $\Pi=\frac{p}{p_0}$. Принимая также параметр проф. Окунева $\Lambda_\Delta=\frac{1-\frac{\Delta}{\delta}}{1-\alpha\Delta}$, проф. Дроздов заменяет его $\xi=1-\frac{1}{\Lambda_\Delta}=1-\partial$ и вводит еще два параметра:

$$R=\frac{p_0\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)}{f}=\frac{p_0}{f\delta_1}\quad\text{и}\quad R_1=\frac{R}{1+R}=\frac{1}{\frac{f\delta_1}{p_0}+1},$$

которые включают в себя величины f, α, δ и p_0.

Для нормальных табличных значений этих констант $R=0{,}01121$; $R_1=0{,}01108$.

Преобразовывая свои уравнения для пороха с постоянной поверхностью горения, проф. Дроздов приводит относительное максимальное давление и давление в конце горения, а также скорость снаряда в первом периоде к следующим выражениям:

$$B_1=\frac{B\theta}{2}-\varkappa\lambda;\quad\text{при}\quad\varkappa=1\ \frac{B}{B_1}=\frac{2}{\theta};\quad\text{при}\ \theta=0{,}2\ \frac{B}{B_1}=10;$$

$$\beta_m=\frac{1}{\frac{B}{B_1}+2}(1+\Pi_m R)=\frac{\theta}{2(1+\theta)}(1+\Pi_m R);$$

$$\Pi_m=\frac{p_{\max}}{p_0}=\frac{\gamma+\beta_m-\beta_m^2\,Z_m^{\frac{B}{B_1}}}{\gamma}\Big/\left(1-R\,\frac{s'_m}{\gamma}\right),$$

где

$$\gamma=\frac{B_1\psi_0}{k_1^2},\quad\beta=\frac{B_1}{k_1}x;$$

$s'=\int_0^\beta Z^{\frac{B}{B_1}}\,a\beta$ находят по специальным таблицам.

Эти выражения удобны для исследования вопроса о влиянии изменения характеристик пороха и вообще различных параметров на величину наибольшего давления, а также для решения вопроса о переходе от одних характеристик пороха к другим.

Для конца горения

$$\Pi_к = \frac{p_к}{p_0} = \frac{\dfrac{\gamma + \beta_к - \beta_к^2}{\gamma} Z_к^{\frac{B}{B_1}}}{1 - R\dfrac{s_к'}{\gamma}} = \frac{(\gamma + \beta_к - \beta_к^2) Z_к^{\frac{B}{B_1}}}{\gamma - R s_к'}.$$

Скорость снаряда в первом периоде

$$v = \beta \sqrt{\frac{B}{B_1} \frac{R_1}{R} \frac{p_0 S l_0 \left(1 - \dfrac{\Delta}{\delta}\right)}{\gamma \varphi m}},$$

где

$$\frac{R_1}{R} = \frac{1}{1+R} = \frac{1}{1 + \dfrac{p_0}{f\delta_1}}.$$

Во втором периоде

$$\Pi_д = \frac{p_д}{p_0} = \Pi_к \left(\frac{\Lambda_к + 1 - \alpha\Delta}{\Lambda_д + 1 - \alpha\Delta}\right)^{1+\theta} = \Pi_к \eta_1^{1+\theta};$$

$$v_д^2 = v_{пр}^2 [1 - \eta_1^\theta K],$$

где

$$K = \left[1 - \frac{B\theta}{2}(1 - z_0)^2\right].$$

На основе полученных зависимостей проф. Н. Ф. Дроздов решил ряд задач о влиянии параметров, входящих в уравнение для наибольшего давления, на величину этого давления, используя для этого большое число новых таблиц, составленных им и приложенных к его работе.

Так, он определил влияние на изменение наибольшего давления p_{max} изменения давления форсирования p_0, изменения силы пороха f, величины θ, плотности пороха δ, коволюма α, перехода от пороха с одними характеристиками формы к пороху с другими характеристиками.

Формулы и таблицы проф. М. С. Горохова *
(обобщенный метод проф. Н. Ф. Дроздова)

В методе Н. Ф. Дроздова одним из параметров, определяющих решение, является отношение $\frac{B}{B_1}$. Обозначим $n=\frac{B}{B_1}$. Как было показано выше, в зависимости от величин $\frac{B\theta}{2}$ и $\varkappa\lambda$ параметр B_1 может быть больше нуля, меньше нуля или равен нулю.

Для порохов дегрессивной формы $\varkappa\lambda<0$, поэтому $B_1>0$ и $n\leqslant\frac{2}{\theta}$; для порохов прогрессивной формы $\varkappa\lambda>0$, поэтому может быть $B_1>0$, $B_1=0$ и $B_1<0$. Следовательно, n будет находиться в пределах $+\infty\geqslant n\geqslant-\infty$. Такой широкий диапазон изменения параметра n ограничивает возможность эффективного использования метода проф. Н. Ф. Дроздова для порохов прогрессивной формы. При $B_1\to0$ $n\to\infty$, а при $B_1<0$ $n<0$. Поэтому переменная $\beta=\frac{B_1}{k_1}x$ теряет смысл и возникают большие затруднения при вычислениях.

Для того чтобы иметь возможность решать задачи при любых значениях n, необходимо преобразовать формулы метода Н. Ф. Дроздова и ввести новые переменные. Такое преобразование выполнено в 1950 г. М. С. Гороховым; им же составлены вспомогательные таблицы для определения наиболее сложных функций и положения наибольшего давления.

Решение прямой задачи

Обозначая

$$\gamma=\frac{B}{k_1^2}\psi_0;\quad \beta=\frac{B}{k_1}x,$$

приведем дифференциальное уравнение для пути снаряда к виду

$$\frac{dl}{l+l_\psi}=\frac{\beta\,d\beta}{\gamma+\beta-\frac{\beta^2}{n}}, \tag{8.3}$$

Обозначим

$$\ln N(\gamma,\beta,n)=\int_0^\beta\frac{\beta\,d\beta}{\gamma+\beta-\frac{\beta^2}{n}}.$$

* Подробные формулы и таблицы опубликованы в монографии 5 авторов: С. А. Бетехтин, А. М Виницкий, М С. Горохов, К. П. Станюкович, И. Д. Федотов, Газодинамические основы внутренней баллистики, гл. VIII, Оборонгиз, 1957.

При $t=0$ $\beta=0$ и $N(\gamma, 0, n)=1$.
Уравнение (8.3) перепишем в виде

$$\frac{dl}{l+l_\psi}=\frac{dN}{N}$$

или

$$\frac{N\,dl-l\,dN}{N^2}=l_\psi\frac{dN}{N^2},$$

откуда

$$l=N\int_0^\beta l_\psi\frac{dN}{N^2}.$$

Если в этом решении вынести $l\psi$ средним значением за знак интеграла, то получим

$$l=l_{\psi_{\text{ср}}}(N-1).$$

Так как

$$l_\psi=l_\Delta-a\psi,$$

где

$$l_\Delta=l_0\left(1-\frac{\Delta}{\delta}\right);\quad a=l_0\Delta\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right),$$

то

$$\int_0^\beta l_\psi\frac{dN}{N^2}=l_\Delta\int_0^\beta\frac{dN}{N^2}-a\int_0^\beta(\psi-r')\frac{dN}{N^2}-a\int_0^\beta r'\frac{dN}{N^2},$$

где

$$r'=\frac{\theta\varphi mv^2}{2f\omega}=\frac{\theta}{2}Bx^2=\frac{\theta}{2}\frac{k_1^2}{B}\beta^2.$$

Так как

$$\psi-r'=\frac{k_1^2}{B}\left(\gamma+\beta-\frac{\beta^2}{n}\right),$$

$$r'\frac{dN}{N^2}=\frac{dr'}{N}-d\left(\frac{r'}{N}\right),$$

$$\frac{dr'}{N}=\frac{\theta k_1^2}{B}\frac{\beta\,d\beta}{N},$$

то

$$\int_0^\beta l_\psi\frac{dN}{N^2}=l_\Delta\left(1-\frac{1}{N}\right)-\frac{ak_1^2}{B}\int_0^\beta\frac{\beta\,d\beta}{N}-\frac{a\theta k_1^2}{B}\int_0^\beta\frac{\beta\,d\beta}{N}+\frac{ar'}{N},$$

и поэтому

$$l=l_\Delta(N-1)-\frac{ak_1^2}{B}(1+\theta)N\int_0^\beta\frac{\beta\,d\beta}{N}+ar'.$$

Обозначая

$$D=\frac{ak_1^2}{B}=\frac{(1+\theta)}{l_\Delta}=\frac{\alpha-\frac{1}{\delta}}{\frac{1}{\Delta}-\frac{1}{\delta}}\frac{k_1^2}{B}(1+\theta),$$

$$\rho=\frac{ar'}{l_\Delta}=\frac{\theta}{2+2\theta}D\beta^2,$$

$$L(\gamma,\beta,n)=\int_0^\beta\frac{\beta\,d\beta}{N};$$

получим

$$\frac{l}{l_\Delta}+1=N(1-DL)+\rho.$$

Параметры γ и D изменяются в узких пределах ($0\leqslant\gamma\leqslant 0{,}12$; $0\leqslant D\leqslant 0{,}5$). Несмотря на то, что n изменяется в широких пределах, оказывается возможным составить ограниченное число таблиц $\lg N(\gamma, n, \beta)$ и $L(\gamma, n, \beta)$ (см. табл. 8.3).

Формулу для определения p напишем в виде

$$\pi=\frac{D\left(\gamma+\beta-\frac{\beta^2}{n}\right)}{(1+\theta)N(1-DL)-D\left(\gamma+\beta-\frac{\beta^2}{n}\right)},\qquad(8.4)$$

где

$$\pi=\frac{\alpha-\frac{1}{\delta}}{f}p.$$

Для определения наибольшего давления напишем формулу для x_m в виде

$$x_m=\frac{k_1}{\frac{B(1+\theta)}{1+\pi_m}-2\varkappa\lambda}$$

или

$$\frac{1}{\beta_m}=1+\frac{2}{n}-\frac{1+\theta}{1+\frac{1}{\pi_m}}.\qquad(8\,5)$$

Заменяя в этом выражении π_m из (8.4), получим

$$\beta_m-\frac{n}{2+n}=D\left[\left(\beta_m-\frac{n}{2+n}\right)L+\frac{n\beta_m}{2+n}\frac{\gamma+\beta_m-\frac{\beta_m^2}{n}}{N_m}\right].\qquad(8.5')$$

В этом выражении D является функцией γ, β_m, n; для нее составлены таблицы. Заметим, что после нахождения β_m π_m можно вычислить с достаточной точностью по формуле, полученной из выражения (8.5):

$$\pi_m = \frac{\left(\frac{2}{n}+1\right)\beta_m - 1}{\left(\theta - \frac{2}{n}\right)\beta_m + 1}.$$

При практическом использовании метода нет необходимости составлять таблицы $\lg N$ (γ, n, β) при $n<10$; при $n<10$ удобно пользоваться таблицей $\lg Z^{-1}$ (γ, β) в обозначениях Н. Ф. Дроздова.*

Практическое применение метода при решении прямой задачи внутренней баллистики ничем не отличается от метода $l_{\psi\,\text{ср}}$.

Решение обратной задачи

При решении задачи по баллистическому проектированию необходимо при заданных значениях $p_{\max}$, f, α, δ, θ, $\varkappa$ и p_0 определить ряд значений B и Δ. Определение значений B и Δ для заданного $p_{\max}$ составляет часть обратной задачи внутренней баллистики. Для решения этой задачи составим выражение

$$\gamma D = \frac{\alpha - \frac{1}{\delta}}{\frac{f}{p_0} + \alpha - \frac{1}{\delta}}(1+\theta).$$

Следовательно, при решении обратной задачи величина γD будет известна.

По формуле (8.5) вычислим β_m, а по табл. 8.4 функции D (γ, β_m, n) для произвольно заданных n определим γ и D, используя γ, D.

Для заданных n определим величину B:

$$B = \frac{-\varkappa\lambda}{\frac{1}{n} - \frac{\theta}{2}}.$$

Из соотношений

$$\varkappa_1^2 = \frac{B}{\gamma}\psi_0;\quad k_1^2 = \varkappa^2 + 4\varkappa\lambda\psi_0$$

определим ψ_0:

$$\psi_0 = \frac{\varkappa^2}{\frac{B}{\gamma} - 4\varkappa\lambda}.$$

* $\lg Z^{-1}$ (γ, β) см. табл. 7.1 гл VII.

Таблица 8.3

Значение функций $L(\gamma, \beta, n)\cdot 10^3$

β \ γ	0	0,005	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08
					n=8,5					
0,7	154	157	160	164	167	170	172	174	176	178
0,8	188	192	195	200	205	208	212	215	218	220
0,9	222	228	232	238	243	248	252	256	260	263
1,0	257	264	268	276	282	288	293	298	302	306
1,1	291	299	304	313	320	327	333	339	344	349
1,2	325	333	339	349	358	366	373	379	385	391
1,3	357	366	373	385	394	403	411	419	426	432
1,4	388	398	406	419	430	440	449	457	465	472
1,5	418	429	437	451	463	474	484	494	502	511
1,6	446	458	467	482	495	507	518	528	538	548
1,7	472	485	494	511	525	538	550	561	572	582
1,8	497	510	521	538	554	567	580	592	604	615
1,9	520	534	545	564	580	595	608	622	634	645
2,0	541	556	568	587	604	620	635	648	662	674
2,1	561	576	588	609	627	644	659	674	688	701
2,2	579	595	608	629	648	665	681	697	711	725
2,3	595	612	625	647	667	685	702	718	733	748
2,4	610	628	641	664	684	703	721	737	753	768
2,5	624	642	655	679	700	720	738	755	772	787
					n=10					
0,9	—	—	232	239	244	249	253	257	260	263
1,0	258	265	268	277	283	289	294	298	303	307
1,1	293	300	306	314	322	328	334	340	345	350
1,2	327	335	341	351	360	368	375	381	387	393
1,3	360	369	376	387	397	406	414	421	428	435
1,4	391	402	409	422	433	443	452	460	468	476
1,5	422	433	441	455	467	478	488	497	506	515
1,6	450	462	471	487	500	512	523	533	543	552
1,7	478	490	500	516	531	544	556	567	578	588
1,8	503	517	527	545	560	574	587	599	610	621
1,9	527	541	552	571	587	602	616	629	641	653
2,0	549	564	576	596	613	629	643	657	670	683
2,1	570	586	598	619	637	653	669	684	697	711
2,2	589	606	618	640	659	676	692	708	722	736
2,3	607	624	637	659	679	697	714	730	746	760
2,4	623	640	654	677	698	717	734	751	767	782
2,5	638	656	670	694	715	734	753	770	787	803

Таблица 8.4

Значение функций $D(\gamma, \beta_m, n)\cdot 10^4$

$\beta_m\cdot 10$ \ γ	0	0,005	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	0,06	0,07	0,08
										$n=8{,}5$
8,3	9?6	925	902	861	827	798	771	747	724	704
8,4	1393	1348	1313	1255	1206	1163	1125	1090	10 8	1028
8,5	1812	1754	1709	1634	1571	1515	1465	1419	1378	1339
8,6	2215	2143	2088	1997	1920	1852	1791	1736	1685	1638
8,7	2601	2517	2453	2346	22?6	2176	2105	2040	1981	1926
8,8	2971	2876	2803	2681	2?78	24?8	2407	2333	2.65	2202
8,9	3327	3220	3139	3003	2888	2787	2697	2614	2539	2.68
9,0	3669	3551	3462	3312	3 86	3075	2976	2885	2802	2725
9,1	3997	3870	3772	3610	3473	33?2	3244	31?6	3055	2972
9,2	4313	4175	4071	3896	3748	36?9	3?03	3397	3300	3210
9,3	46?6	4470	43 8	4172	4014	3876	3752	3638	3 35	3439
9,4	4908	47?3	4634	4436	4270	4123	3991	3871	3761	36.9
9,5	5189	5025	4900	4692	4515	4361	4222	4096	3980	3872
										$n=10$
8,5	724	701	683	6?3	628	606	586	568	551	535
8,6	1136	1099	1071	1024	98?	9?0	919	890	864	840
8,7	1?30	1?81	1444	1381	1328	1281	1239	1201	1166	1134
8,8	1910	1818	1802	1724	16?8	1599	1547	1500	1456	1416
8,9	2274	2201	2145	2053	1974	1906	1844	1787	1736	1688
9,0	2624	2540	2476	2370	2279	2200	2129	2064	2005	1950
9,1	2960	2866	2794	2674	2?72	2483	2403	2331	2?64	2202
9,2	3?84	3179	3100	2957	2855	27?6	2668	2?87	2513	2445
9 3	3595	3481	3394	3249	3126	3019	2922	2834	2751	2679
9,4	3894	3771	3677	3520	3388	3272	3167	3073	2986	2905
9,5	4182	4050	3950	3782	3640	3516	3404	3302	3209	3122

Из соотношения

$$\frac{1}{\Delta}-\frac{1}{\delta}=\psi_0\left(\frac{f}{p_0}+\alpha-\frac{1}{\delta}\right)$$

определим Δ.

Так как

$$k_1=\sqrt{\frac{B}{\gamma}\psi_0},$$

то

$$z_0=\frac{2\psi_0}{\alpha+k_1}$$

$$\beta_к = \frac{B}{k_1}(1 - z_0).$$

Выбираются лишь те решения, для которых $\beta_к \geqslant \beta_m$. По известным γ и $\beta_к$ вычисляются значения $\Lambda_к$.

Для порохов прогрессивной формы $\Lambda_к$ будет отвечать распаду зерна. При давлениях, близких к 3000 *кг/см*^{2}, можно не учитывать влияния догорания элементов распада, а считать, что весь заряд сгорает к моменту распада.

В случае порохов с постоянной поверхностью горения $\left(\varkappa\lambda = 0, \; n = \frac{2}{\theta}\right)$ решение обратной задачи упрощается, так как при определении γ и D в этом случае $\beta_m = \text{const}$ и $n = \frac{2}{\theta} = \text{const}$.

Пример 1. Определить B и Δ при следующих данных:

$$p_{max} = 3500 \text{ кг/см}^2; \quad f = 950\,000 \text{ кг дм/кг}; \quad \theta = 0{,}2;$$

$$\alpha = 1 \text{ дм}^3\text{/кг}; \quad \delta = 1{,}6 \text{ кг/дм}^3; \quad p_0 = 300 \text{ кг/см}^2,$$

$$\varkappa = 0{,}726; \quad \varkappa\lambda = 0{,}132 \text{ (порох с 7 каналами)}.$$

Решим задачу, например, для $n = 100$.

Вычисляем $B = 1{,}467$; $\pi_m = 0{,}138$;

$\beta_m = 1{,}144$; $\gamma D = 0{,}0141$.

Из общей таблицы при $n = 100$ для D (γ, β_m, n) составляем табличку γ, D:

β_m \ γ	0,04	0,047	0,05
1,14	0,0120	↑	0,0146
1,144	122	0,0141	149
1,16	0,0131		0,0159

Двойной интерполяцией определяем

$$\gamma = 0{,}047.$$

Вычисляем

$$\frac{B}{\gamma}=31{,}31;\quad \frac{B}{\gamma}-4\varkappa\lambda=30{,}78;\quad \psi_0=0{,}0171;$$

$$\frac{f}{p_0}+\alpha-\frac{1}{\delta}=32{,}04;\quad \Delta=0{,}852;\quad k_1=\varkappa\sigma_0=0{,}731;$$

$$z_0=0{,}0235;\quad \beta_к=1{,}959.$$

Задавая другие значения n, получим новые значения B и Δ и т. д.

Пример 2. Определить B и Δ при $p_{max}=3000$ *кг/см*^{2}; $\varkappa=1$; $\varkappa\lambda=0$; $\sigma=1$; f, α, δ, θ, p_0 те же, что и в предыдущей задаче. Вычисляем

$$\pi_m=0{,}1184;\quad \beta_m=\frac{1+\pi_m}{1+\theta}=0{,}932;$$

$$\gamma D=0{,}0141;\quad n=10.$$

По таблице $D(\gamma, \beta_m, n)$ для $n=10$ составляем табличку γ, D.

β_m \ γ	0,04	0,0472	0,05
0,93	0,0121	↑	0,0146
0,932	0,0123	0,0141	0,0148
0,94	0,0131		0,0158

Интерполяцией определяем

$$\gamma=0{,}0472.$$

Так как

$$k_1=\varkappa\sigma_0=1,$$

то

$$\gamma\left(\frac{f}{p_0}+\alpha-\frac{1}{\delta}\right)=B\left(\frac{1}{\Delta}-\frac{1}{\delta}\right)=1{,}512.$$

Полагая $\Delta=0{,}7$, получаем $B=1{,}88$

и

$$\beta_к=B-\gamma=1{,}833.$$

Для того чтобы избавиться от интерполяции по β, при вычислении $\lg N$ и L следует задать табличные значения $\beta_к$; например,

$$\beta_к=1{,}7;\ 1{,}8;\ 1{,}9;\ 2{,}0;\ 2{,}1;$$

$$B=1{,}747;\ 1{,}847;\ 1{,}947;\ 2{,}047;\ 2{,}147$$

и

$$\Delta=0{,}6709;\ 0{,}6927;\ 0{,}7135;\ 0{,}7333;\ 0{,}7523.$$

Таким образом получим 5 вариантов значений B и Δ для баллистического расчета при заданной величине p_{max}.

Ниже в табл. 8.5—8.8 приведены значения некоторых основных параметров и баллистических элементов Δ, $\Delta_н$, $\Lambda_к$, $p_к$, Λ_m.

Таблица 8.5

Значения $\Delta\ 10^4$; $k_н\ 10^3$; $\Delta_н\ 10^3$

B \ p_{max}	2000	2100	2200	2300	2400	2500	2600	2700	2800	2900	3000	3100	3200	3300	3400	3500	3600	3700	3800	3900	4000
1,70	5094	5277	5455	5626	5791	5947	6098	6243	6384	6516	6643	6765	6884	6998	7107	7212	7314	7414	7509	7602	7691
1,75	194	381	560	733	898	6057	209	356	496	628	756	880	998	7111	222	327	430	529	625	718	807
1,80	292	482	663	837	6002	164	317	464	604	736	867	989	7109	222	333	440	541	640	738	830	920
1,85	388	580	764	938	106	267	422	569	710	843	974	7098	217	330	440	549	650	750	848	939	8030
1,90	483	677	863	6037	208	369	524	671	812	948	7079	204	323	438	547	654	756	857	954	8046	135
1,95	577	772	958	135	308	470	625	773	914	7050	182	306	427	541	651	757	860	961	8057	149	8239
2,00	670	866	6053	231	408	570	723	873	7014	150	282	408	528	642	752	858	962	8062	158	250	340
2,05	763	959	147	326	498	662	819	969	112	247	379	506	627	740	851	958	8061	161	256	349	439
2,10	—	—	—	—	—	756	913	7064	207	342	474	600	723	838	948	8045	158	259	351	445	537
$k_н$	2209	2095	1991	1897	1881	1732	1659	1592	1530	1472	1418	1368	1321	1277	1235	1196	1159	1124	1091	1060	1030
$\Delta_н$	546	565	583	601	618	636	650	665	677	693	705	719	732	744	754	764	776	786	796	806	816

Таблица 8.6

Значения $\Lambda_к\ 10^3$

B \ p_{max}	2000	2100	2200	2300	2400	2500	2600	2700	2800	2900	3000	3100	3200	3300	3400	3500	3600	3700	3800	3900	4000
1,70	2158	2140	2124	2105	2085	2064	2041	2018	1995	1971	1947	1922	1900	1874	1851	1828	1806	1784	1760	1739	1717
1,75	2290	2273	2253	2233	2209	2187	2160	2238	2111	2085	2058	2032	2006	1979	1955	1931	1906	1881	1857	1832	1809
1,80	2430	2413	2490	2367	2339	2315	2287	2262	2232	2203	2176	2147	2119	2090	2064	2040	2010	1982	1957	1931	1906
1,85	2579	2558	2535	2507	2477	2449	2422	2392	2361	2330	2300	2268	2238	2207	2176	2153	2117	2090	2063	2035	2009
1,90	2737	2713	2688	2656	2625	2592	2562	2530	2495	2464	2430	2396	2363	2332	2297	2271	2233	2204	2175	2145	2115
1,95	2905	2876	2848	2814	2781	2746	2711	2676	2639	2604	2568	2529	2496	2461	2425	2395	2356	2325	2292	2259	2228
2,00	3081	3050	3016	2981	2947	2911	2868	2832	2792	2753	2713	2674	2636	2598	2560	2524	2485	2451	2416	2381	2347
2,05	3269	3233	3196	3158	3128	3088	3034	2994	2953	2908	2866	2825	2784	2741	2701	2659	2621	2585	2546	2510	2473
2,10	—	—	—	—	—	3277	3210	3167	3120	3073	3029	2983	2938	2896	2850	2799	2765	2728	2684	2646	2608

Таблица 8.7

Значения $p_к$

B \ p_{max}	2000	2100	2200	2300	2400	2500	2600	2700	2800	2900	3000	3100	3200	3300	3400	3500	3600	3700	3800	3900	4000
1,70	1543	1617	1693	1770	1849	1926	2004	2083	2163	2242	2321	2400	2481	2563	2644	2726	2808	2891	2974	3058	3142
1,75	1494	1566	1640	1715	1791	1869	1942	2018	2096	2171	2247	2325	2404	2482	2561	2640	2720	2801	2882	2962	3043
1,80	1444	1515	1586	1659	1731	1804	1878	1952	2025	2098	2174	2248	2325	2400	2477	2555	2631	2708	2788	2865	2944
1,85	1395	1464	1533	1602	1671	1742	1813	1884	1955	2027	2100	2173	2246	2318	2392	2468	2541	2617	2693	2768	2845
1,90	1345	1412	1479	1544	1612	1680	1747	1816	1885	1955	2026	2096	2166	2237	2307	2379	2451	2524	2599	2671	2744
1,95	1297	1361	1424	1488	1553	1618	1683	1751	1817	1884	1950	2018	2087	2154	2223	2292	2361	2433	2504	2574	2645
2,00	1248	1309	1371	1432	1496	1558	1621	1684	1747	1811	1877	1938	2008	2073	2139	2205	2273	2341	2409	2476	2546
2,05	1201	1259	1318	1377	1435	1497	1557	1618	1679	1741	1803	1866	1930	1992	2056	2120	2185	2250	2315	2381	2447
2,10	—	—	—	—	—	1434	1494	1552	1611	1669	1730	1790	1852	1914	1975	2031	2098	2161	2221	2285	2350

Таблица 8.8

Значения Λ_m

B \ Δ	0,53	0,81
1,70	0,691	0,611
2,10	0,651	0,580

Примечание. При расчете таблиц принято: $f=950\,000$; $\alpha=1{,}0$; $\delta=1{,}6$; $\theta=0{,}2$; $p_0=300$; $\varkappa=1$; $k=\dfrac{K}{\Delta}$; λ_m — в зависимости от B и Δ линейна.

8. 3 ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ

Теоретические обоснования

Баллистически подобными называются такие орудия, у которых кривые давления газов p, l и кривые скоростей снаряда v, l являются геометрически подобными, т. е. могут быть совмещены одна с другой при помощи только одного изменения масштабов.

Алгебраически условие подобия может быть выражено уравнениями $F_1(p, l)=F_2(\alpha_1 p, \alpha_2 l)$ для кривых давления и $\Phi_1(v, l)=\Phi_2(\beta_1 v, \beta_2 l)$ для кривых скоростей, где α и β — коэффициенты изменения масштаба, приводящие к совпадению кривых p, l и v, l.

Теория подобия во внутренней баллистике разрабатывалась у нас проф. И. П. Граве; в этой области работал проф. Б. Н. Окунев, давший обобщенные зависимости, и проф. С. И. Ермолаев.

Выводы теории подобия могут найти применение при переходе от орудий одного калибра к другому при баллистическом проектировании новых систем, позволяя использовать данные уже существующих орудий при допущении, что условия выстрела из орудий большого и малого калибра сохраняются без изменений, что вряд ли имеет место в действительности.

Исследование показывает, что подобие кривых p, l и v, l при разных плотностях заряжания может быть осуществлено только в случае $\alpha=\frac{1}{\delta}$, чего в действительности нет. Поэтому случай разных Δ не рассматривается, а используется случай $\Delta=\text{const}$.

Основными уравнениями для теории подобия являются уравнения внутренней баллистики, приведенные к относительным переменным для составления баллистических таблиц:

$$\frac{p}{f}=\Delta\frac{\psi-\frac{B\theta}{2}x}{\Lambda_\psi+\Lambda},$$

$$\Lambda=\Lambda_{\psi_{\text{ср}}}\left(Z_1^{\frac{B}{B}}-1\right),$$

$$v\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}=v_{\text{таб}}=\sqrt{fgBx},$$

$$\psi=\psi_0+\varkappa\sigma_0 x+\varkappa\lambda x^2,$$

$$\psi_0=\frac{\frac{1}{\Delta}-\frac{1}{\delta}}{\frac{f}{p_0}+\alpha-\frac{1}{\delta}},$$

$$z_0=\frac{2\psi_0}{\varkappa(\sigma_0+1)}\approx\frac{\psi_0}{\varkappa},$$

$$\Lambda_\psi = 1 - \frac{\Lambda}{\delta} - \Delta\left(\alpha - \frac{1}{\delta}\right)\psi,$$

$$B = \frac{s^2 I_к^2 g}{f\omega\varphi q},$$

$$B_1 = \frac{B\theta}{2} - \varkappa\lambda.$$

Чтобы в двух орудиях при одной и той же Δ кривые p, l и v, l были подобны, значения p, v и Λ для одного и того же значения x должны быть одни и те же. А для этого необходимо, чтобы были одни и те же:

1) природа пороха (f, α, δ, θ),
2) форма пороха ($\varkappa$, λ),
3) p_0/f или ψ_0,
4) параметр условий заряжания B.

При этих условиях будут также одинаковы B_1, ψ_0, ψ, Λ_ψ и $\Lambda_{\psi_{ср}}$, $v_{таб}$ и $v\left(\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}\right.$ является масштабным множителем$\left.\right)$, $\gamma = \frac{B_1\psi_0}{k_1^2}$, $\beta = \frac{B_1}{k_1}x$, $\lg Z_x^{-1}$, Λ и p, а следовательно, кривые давления p, Λ и скорости v, Λ будут совпадать во всех точках, т. е. p, l и v, l будут подобны для всего первого периода.

Для конца горения ($\psi = 1$) будем иметь одинаковые значения $v_к$, $p_к$, $\Lambda_к$, Λ_1.

Для второго периода

$$p = p_к\left(\frac{\Lambda_к + 1 - \alpha\Delta}{\Lambda + 1 - \alpha\Delta}\right)^{1+\theta},$$

$$\left(v\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}\right)^2 = v_{таб}^2 = \frac{2gf}{\theta}\left\{1 - \left(\frac{\Lambda_к + 1 - \alpha\Delta}{\Lambda + 1 - \alpha\Delta}\right)^\theta\left[1 - \frac{B\theta}{2}(1 - z_0)^2\right]\right\}.$$

Здесь независимым переменным является $\Lambda > \Lambda_к$, и так как все остальные параметры в двух орудиях одни и те же, то и во втором периоде кривые p, Λ и $v_{таб}$, Λ будут совпадать, т. е. будут подобны.

В связи с этим можно сделать вывод, что все наши баллистические таблицы, начиная с таблиц проф. Дроздова и кончая наиболее полными таблицами ГАУ, являются выражением и практическим применением теории подобия. В самом деле, при данной *плотности заряжания* Δ *и при* данном значении B величина p_{max} и кривая p, Λ, а также кривая $v_{таб}$ Λ не зависят ни от калибра орудия, ни от его абсолютных размеров, а только от отношения Λ_m и Λ, а $v_{таб\,д}$ — от $\Lambda_д$. Множители $\sqrt{\omega/\varphi q}$ учитывают влияние отношения ω/q и являются масштабным множителем для приве-

дения разных кривых v, Λ к одной и той же общей кривой $v_{\text{таб}}$, Λ

Параметр условий заряжания $B=s^2I^2_{\text{к}}g/f\omega\varphi q$ безразмерный. Для анализа влияния различных условий заряжания на его величину, а через него — на кривые давлений и скоростей, его удобнее написать иначе:

$$B=\frac{n_s^2 g}{f}\,\frac{\left(\frac{I_{\text{к}}}{d}\right)^2}{\frac{\omega}{q}\varphi c_q^2}.$$

Из равенства параметра B для двух орудий разного калибра следует, что при переходе от одного калибра к другому при сохранении веса снаряда и ω/q постоянными должно сохраниться постоянным и отношение $\frac{I_{\text{к}}}{d}:c_q$ или $I_{\text{к}}:\frac{q}{d^2}$.

Следовательно, можно сделать следующий вывод: для подобных орудий разного калибра, стреляющих снарядами одного и того же веса при сохранении $p_m=\text{const}$, импульс давления $I_{\text{к}}$ должен быть обратно пропорционален квадрату калибра орудий.

Основные теоремы

О п р е д е л е н и я. 1. Геометрически подобными стволами называются стволы, у которых линейные размеры частей канала пропорциональны калибрам, сечения канала — квадратам калибров, а объемы каморы и канала ствола — кубам калибров.

2. Подобно заряженными орудиями называются орудия, у которых веса снарядов и зарядов пропорциональны кубам калибров.

Теорема 1. В геометрически подобных и подобно заряженных орудиях для получения подобных кривых p, l и v, l толщины порохов или импульсы $I_{\text{к}}$ должны быть пропорциональны калибрам стволов.

Из условия равенства параметров B' и B'' будем иметь*

$$\frac{\left(\frac{I'_{\text{к}}}{d'}\right)^2}{\frac{\omega'}{q'}\varphi' c_q'^2}=\frac{\left(\frac{I''_{\text{к}}}{d''}\right)^2}{\frac{\omega''}{q''}\varphi'' c_q''^2}$$

или

$$\left(\frac{I''_{\text{к}}}{d''}\right)^2:\left(\frac{I'_{\text{к}}}{d'}\right)^2=\frac{\omega''}{\omega'}\,\frac{q'}{q'}\,\frac{\varphi''}{\varphi'}\,\frac{c_q''^2}{c_q'^2},$$

* Индексы $'$ и $''$ относятся к двум подобным орудиям и их условиям заряжания.

но из условия подобно заряженных орудий

$$c_q'' = c_q'; \quad \frac{\omega''}{\omega'} = \frac{d''^3}{d'^3}; \quad \frac{q'}{q''} = \frac{d'^3}{d''^3}; \quad \frac{\omega''}{\omega'}\frac{q'}{q''} = 1.$$

Так как

$$\omega'' = \omega'\left(\frac{d''}{d'}\right)^3; \quad q'' = q'\left(\frac{d''}{d'}\right)^3,$$

то

$$\frac{\omega''}{q''} = \frac{\omega'}{q'} \quad \text{и} \quad \frac{\varphi''}{\varphi'} = 1.$$

Следовательно,

$$\frac{I_к''}{d''} = \frac{I_к'}{d'},$$

и теорема доказана.

Теорема 2. В подобных и подобно заряженных орудиях равным относительным путям Λ будут соответствовать равные давления и скорости снаряда.

Равенство давлений следует из баллистического подобия кривых при одной и той же Δ и равных B, а так как для подобно заряженных орудий

$$\frac{\omega'}{\varphi' q'} = \frac{\omega''}{\varphi'' q''} \quad \text{и} \quad v_{\text{габ}}' = v_{\text{габ}}'',$$

то

$$v' = v''.$$

Теорема 3. При стрельбе из одного и того же орудия снарядами разного веса при сохранении постоянства заряда и наибольшего давления скорости снаряда обратно пропорциональны корню квадратному из отношения произведения весов снаряда на соответствующий коэффициент φ. В самом деле, при заданных условиях при данных Δ и B и $\Lambda_д$ $v_{\text{таб}}' = v_{\text{таб}}''$ или

$$v_д' : \sqrt{\frac{\omega}{\varphi' q'}} = v_д'' : \sqrt{\frac{\omega}{\varphi'' q''}},$$

откуда

$$\frac{v_д''}{v_д'} = \sqrt{\frac{\varphi'}{\varphi''}\frac{q'}{q''}}.$$

Для сохранения $p_{\max} = \text{const}$ из условия $B' = B''$ получаем

$$\frac{I_к'^2}{\varphi' q'} = \frac{I_к''}{\varphi'' q''}$$

или

$$\frac{I''_к}{I'_к} = \sqrt{\frac{\varphi'' q''}{\varphi' q'}}; \quad I''_к v''_д = I'_к v'_д,$$

т. е. импульсы $I_к$ должны быть прямо пропорциональны корню квадратному из произведения весов снаряда на соответствующие коэффициенты φ.

Ограничиваясь этими важнейшими теоремами из теории подобия и не разбирая других многочисленных теорем, можно лишь заметить, что обычно при переходе от орудия одного калибра к другому с изменением толщины пороха несколько меняется и природа его, а также давление форсирования и потеря на теплоотдачу.

Это заставляет рассматривать теоремы теории подобия во внутренней баллистике как дающие лишь приближенные выводы и зависимости.

8.4 ПОПРАВОЧНЫЕ ФОРМУЛЫ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ

Задачи на введение поправок при стрельбе

Во многих случаях артиллерийской практики возникает задача отыскания величин изменения дульной скорости снаряда $v_д$ и наибольшего давления пороховых газов p_{max} при изменении различных условий заряжания.

Так, при подборе веса заряда данного пороха для получения заданных величин $v_д$ и p_{max} необходимо знать изменения их при изменении веса заряда, объема каморы, веса снаряда, температуры заряда, чтобы введением поправок в непосредственные результаты стрельбы получить значения $v_д$ и p_{max}, отвечающие нормальным (штатным) условиям заряжания.

Поправка на изменение веса заряда применяется в каждой стрельбе, имеющей целью установить вес заряда, обеспечивающий получение табличных значений $v_д$ и p_{max}.

Давления p_{max} в канале ствола измеряются преимущественно вкладными крешерными приборами, уменьшающими объем каморы при стрельбах. При таких стрельбах необходимо уметь вычислять изменения $v_д$ и p_{max} при увеличившемся объеме каморы после изъятия из нее крешерного прибора. Это достигается введением поправок в значения $v_д$ и p_{max} на величину объема, занимавшегося крешерным прибором.

Поправки на изменение объема каморы необходимо вводить и при переходе к снарядам с другими запоясковыми частями; при этом может измениться и вес снаряда, что также должно быть учтено.

Температура заряда не всегда бывает равна нормальной (табличной) температуре $+15°$ С, и почти при каждой стрельбе прихо-

дится вводить поправки в значения $v_д$ и p_{max}, чтобы привести результаты стрельб к нормальной температуре.

Для составления таблиц стрельбы в величину $v_д$ вводят поправку на изменение температуры заряда и веса снаряда. Изменение величин $v_д$ и p_{max} требуется знать и при решении многих других вопросов артиллерийской практики.

Поправочные формулы Испытательной комиссии Охтенского порохового завода (ИКОПЗ)

Широкое распространение и практическое применение получили у нас поправочные дифференциальные формулы ИКОПЗ, выведенные эмпирически на основе большого числа стрельб при разработке и введении на службу бездымных порохов в период 1895—1910 гг. Эти формулы дают относительные изменения $v_д$ и p_{max} при изменении веса заряда ω, толщины пороха $2e_1$, объема каморы W_0, веса снаряда q, содержания летучих веществ $H\%$ и температуры пороха $t°$ С в следующем виде:

$$\frac{\Delta p_{max}}{p_{max}} = 2\frac{\Delta\omega}{\omega} - \frac{4}{3}\frac{\Delta e_1}{e_1} - \frac{4}{3}\frac{\Delta W_0}{W_0} + \frac{3}{4}\frac{\Delta q}{q} - 0{,}15(\Delta H\%) + 0{,}0036(\Delta t°),$$

$$\frac{\Delta v_0}{v_0} = \frac{3}{4}\frac{\Delta\omega}{\omega} - \frac{1}{3}\frac{\Delta e_1}{e_1} - \frac{1}{3}\frac{\Delta W_0}{W_0} - \frac{2}{5}\frac{\Delta q}{q} - 0{,}04(\Delta H\%) + 0{,}0011(\Delta t°).$$

Если какое-либо из указанных условий заряжания не меняется, то его изменение равно нулю и соответствующий член правой части выпадает; если меняется только один фактор, то в правой части пишется только один член, характеризующий влияние именно этого фактора.

Коэффициенты, бóльшие единицы, показывают, что относительное изменение давления больше, чем изменение данного фактора; меньшие единицы — что давление или скорость меняются не так сильно, как данный фактор.

Знак «плюс» показывает, что давление и скорость изменяются в том же направлении, т. е. с возрастанием увеличиваются, с убыванием уменьшаются от изменения данного фактора; знак «минус» указывает на обратное изменение p_{max} и $v_д$.

Из рассмотрения формул видно, что изменение всех факторов гораздо больше отзывается на изменении давления p_{max}, чем на изменении скорости снаряда.

Приведенными формулами широко пользуются на практике при подборе заряда и толщины пороха при введении поправок на объем крешерного прибора, при стрельбе, когда порох имеет температуру $\neq 15°$ С, которая считается нормальной и к которой надо приводить результаты стрельбы при определении начальной скорости, так как таблицы стрельбы рассчитываются при $t = +15°$ С.

Пример 1. При стрельбе из 76-*мм* пушки с вкладным крешерным прибором и температуре пороха $+12°$ С $p_{max}=2380$ *кг/см*^{2} и $v_д=593$ *м/сек*. Определить p_{max} и $v_д$ при $t=+15°$ С и без вкладного крешерного прибора при нормальном снаряжении, если объем каморы $W_0=1654$ *см*^{3}, а объем крешерного прибора $W_{кр}=35$ *см*^{3}.

Будем считать, что $W_{кр}=\Delta W_0$; следовательно, стрельба была проведена при объеме каморы $W_0'=W_0-\Delta W_0=1654-35=1619$ *см*^{3} и $t=+12°$ С.

Для приведения к нормальному объему каморы поправка

$$\Delta W_0=+35 \text{ и } \frac{\Delta W_0}{W_0}=\frac{35}{1619}=0{,}022=2{,}2\%,\ \Delta t°=15-12=+3°.$$

Вводим поправки:

$$\frac{\Delta p_{max}}{p_{max}}=-\frac{4}{3}\cdot 0{,}022+0{,}0036\cdot 3=-0{,}029+0{,}011=-0{,}018=-1{,}8\%;$$

$$\frac{\Delta v_0}{v_0}=-\frac{1}{3}\cdot 0{,}022+0{,}0011\cdot 3=-0{,}007+0{,}003=-0{,}004=-0{,}4\%.$$

Так как все коэффициенты приближенные, то и величины поправок вычисляются с точностью до двух значащих цифр.

Вводя поправки, получим

$$\Delta p_{max}=-0{,}018\cdot 2380=-43;\ p_{max}=2380-43=2337,$$

или, округляя до 5 *кг*,

$$p_{max}=2335 \text{ кг/см}^2.$$

$$\Delta v_0=-0{,}004\cdot 593=-2{,}4 \text{ м/сек};\ v_0=593-2{,}4=590{,}6 \text{ м/сек}.$$

Приведенные выше формулы позволяют решать не только прямые, но и обратные задачи, например: на сколько надо изменить толщину пороха и вес заряда, чтобы давление изменилось на столько-то процентов, а начальная скорость — на столько-то, или на сколько процентов надо изменить содержание летучих в порохе, чтобы при некотором изменении веса заряда изменить давление и скорость на нужные величины.

Пример 2. На сколько процентов надо изменить толщину пороха и вес заряда, чтобы давление не изменилось, а скорость повысилась на 2%.

$$\frac{\Delta p_{max}}{p_{max}}=0=2\frac{\Delta\omega}{\omega}-\frac{4}{3}\frac{\Delta e_1}{e_1} \text{ или } 0=2x-\frac{4}{3}y;$$

$$\frac{\Delta v_0}{v_0}=2\%=\frac{3}{4}\frac{\Delta\omega}{\omega}-\frac{1}{3}\frac{\Delta e_1}{e_1},\ 2=\frac{3}{4}x-\frac{1}{3}y;$$

$$x=\frac{2}{3}y;\ 2=\frac{3}{4}\frac{2}{3}y-\frac{1}{3}y=\frac{1}{6}y;$$

$$y=12\%;\ x=\frac{2}{3}\cdot 12=8\%.$$

Следовательно, для удовлетворения поставленных требований надо увеличить толщину пороха на 12%, а заряд повысить на 8%.

Выражение $x=\frac{2}{3}y$ или $\frac{\Delta\omega}{\omega}=\frac{2}{3}\frac{\Delta e_1}{e_1}$, полученное из первого равенства, показывает, что давление не изменится, если менять толщину пороха и вес заряда так, чтобы

$$\frac{\Delta\omega}{\omega}=\frac{2}{3}\frac{\Delta e_1}{e_1}.$$

Как видно из приведенных примеров, эмпирические дифференциальные формулы позволяют очень быстро и просто решать ряд задач, постоянно встречающихся в практике полигона или порохового завода. Необходимо только иметь в виду, что формулы были выведены для орудий средней мощности ($v_0\approx 400$—700 *м/сек*), и коэффициенты в отдельных случаях могут отклоняться в ту или другую сторону от средних значений, данных в формулах. Тем не менее для прикидок и ориентировки эти формулы вполне годятся.

С повышением давления, как это было показано Н. А. Забудским, значения некоторых коэффициентов у p_{max} и v_0 повышаются.

То же отмечается и во французской литературе, где коэффициенты меняются с увеличением плотности заряжания. Например, в формулах

$$\frac{\Delta p_{max}}{p_{max}}=m_\omega\frac{\Delta\omega}{\omega}\quad\text{и}\quad\frac{\Delta v_0}{v_0}=l_\omega\frac{\Delta\omega}{\omega}$$

коэффициент

$$m_\omega=\frac{1}{1-0{,}9\Delta}\quad\text{и}\quad l_\omega\approx\lg 10\Delta,$$

т. е. тем самым учитывается, что и давление и скорость с увеличением Δ изменяются более резко. При $\Delta=0{,}55$ $m_\omega\approx 2$ и $l_\omega=0{,}74\approx\frac{3}{4}$ и, следовательно, значения коэффициентов совпадают со значениями коэффициентов ИКОПЗ.

Поправочные формулы и таблицы проф. В. Е. Слухоцкого

Более подробно влияние плотности заряжания и относительной длины орудия на коэффициенты дифференциальных формул учтено В. Е. Слухоцким в составленных им таблицах в 1940 г.

Поправочные формулы в зависимости от изменения параметров X могут быть представлены в следующем виде:

$$\frac{\Delta p_{max}}{p_{max}}=m_x\frac{\Delta X}{X}\quad\text{и}\quad\frac{\Delta v_д}{v_д}=l_x\frac{\Delta X}{X},$$

где m_x и l_x — числовые коэффициенты, как и в формулах ИКОПЗ.

Ниже приведены выдержки из таблиц В. Е. Слухоцкого (см. табл. 8. 11 и 8. 12). Коэффициенты m_x приводятся для наибольшего давления p_{max} в пределах от 2000 до 4500 *кг/см*^{2} и величин Δ от 0,50 до 0,80 *кг/дм*^{3}.

Таблица 8.11

Поправочные коэффициенты для p_{max}

p_{max} \ Δ	$m_{l_к}$ 0,5	0,6	0,7	0,8	m_ω 0,5	0,6	0,7	0,8	m_f 0,5	0,6	0,7	0,8
2000	1,49	1,40	1,32	1,24	2,04	2,17	2,29	2,38	1,60	1,78	1,72	1,64
2500	1,50	1,46	1,40	1,33	2,14	2,28	2,43	2,57	1,81	1,81	1,76	1,67
3000	1,50	1,50	1,46	1,40	2,22	2,39	2,56	2,74	1,78	1,81	1,78	1,69
3500	1,45	1,51	1,50	1,44	2,30	2,49	2,69	2,90	1,73	1,78	1,78	1,70
4000	1,36	1,48	1,50	1,46	2,38	2,59	2,82	3,05	1,66	1,73	1,76	1,71
4500	1,24	1,42	1,48	1,47	2,45	2,69	2,94	3,19	1,58	1,68	1,74	1,71

	m_q				m_{W_0}				l_{W_0}			
2000	0,69	0,73	0,76	0,78	1,36	1,45	1,52	1,59	$\Delta_д$=4	6	8	10
2500	0,72	0,78	0,81	0,83	1,48	1,58	1,67	1,74	0,34	0,23	0,16	0,14
3000	0,72	0,80	0,84	0,86	1,57	1,68	1,78	1,86	—	—	—	—
3500	0,70	0,80	0,86	0,88	1,63	1,75	1,86	1,96	—	—	—	—
4000	0,66	0,79	0,87	0,89	1,66	1,80	1,92	2,03	—	—	—	—
4500	0,59	0,76	0,86	0,89	1,68	1,83	1,96	2,08	—	—	—	—

Таблица 8.12

Поправочные коэффициенты для $v_д$

	$\Delta_д$	4				6				8				10			
	p_{max} \ Δ	0,5	0,6	0,7	0,8	0,5	0,6	0,7	0,8	0,5	0,6	0,7	0,8	0,5	0,6	0,7	0,8
	2000	0,38	0,55	—	—	0,30	0,45	0,49	—	0,25	0,38	0,46	—	0,22	0,33	0,46	—
	2500	0,24	0,39	0,53	—	0,18	0,29	0,44	0,48	0,16	0,26	0,37	0,46	0,14	0,22	0,32	0,45
$l_{l_к}$	3000	0,17	0,28	0,41	0,50	0,12	0,21	0,32	0,46	0,10	0,17	0,27	0,39	0,09	0,15	0,23	0,34
	3500	0,12	0,20	0,31	0,43	0,09	0,15	0,23	0,35	0,07	0,12	0,19	0,29	0,07	0,11	0,17	0,26
	4000	0,09	0,15	0,23	0,33	0,07	0,11	0,17	0,25	0,06	0,09	0,14	0,21	0,05	0,08	0,13	0,19
	4500	0,07	0,12	0,18	0,26	0,05	0,09	0,13	0,18	0,05	0,08	0,11	0,15	0,04	0,07	0,10	0,14

Продолжение

	$\Lambda_д$	4				6				8				10			
	p_{max} \ Δ	0,5	0,6	0,7	0,8	0,5	0,6	0,7	0,8	0,5	0,6	0,7	0,8	0,5	0,6	0,7	0,8
l_ω	2000	0,86	0,97	—	—	0,76	0,87	0,95	—	0,73	0,83	0,92	—	0,72	0,80	0,89	0,93
	2500	0,76	0,86	0,97	—	0,68	0,77	0,86	0,92	0,66	0,73	0,81	0,88	0,65	0,71	0,77	0,84
	3000	0,68	0,77	0,86	0,94	0,63	0,69	0,75	0,82	0,61	0,66	0,71	0,77	0,60	0,65	0,69	0,74
	3500	0,63	0,70	0,77	0,84	0,59	0,63	0,68	0,73	0,58	0,61	0,65	0,68	0,56	0,60	0,63	0,67
	4000	0,60	0,65	0,71	0,76	0,56	0,59	0,63	0,66	0,55	0,58	0,60	0,62	0,54	0,56	0,58	0,61
	4500	0,58	0,62	0,67	0,71	0,54	0,56	0,59	0,62	0,53	0,55	0,57	0,58	0,52	0,54	0,55	0,57
l_f	2000	0,69	0,77	—	—	0,66	0,72	0,73	—	0,63	0,69	0,72	—	0,62	0,67	0,72	0,69
	2500	0,63	0,69	0,75	—	0,61	0,66	0,71	0,72	0,59	0,64	0,69	0,71	0,57	0,62	0,66	0,71
	3000	0,59	0,64	0,69	0,72	0,57	0,61	0,66	0,71	0,56	0,60	0,64	0,68	0,54	0,57	0,61	0,66
	3500	0,57	0,60	0,64	0,69	0,55	0,58	0,62	0,66	0,54	0,57	0,60	0,64	0,53	0,55	0,58	0,62
	4000	0,55	0,58	0,61	0,64	0,54	0,56	0,59	0,62	0,53	0,55	0,57	0,60	0,52	0,54	0,56	0,59
	4500	0,54	0,56	0,59	0,62	0,53	0,57	0,57	0,59	0,52	0,54	0,56	0,57	0,52	0,53	0,55	0,57
l_q	2000	0,28	0,18	—	—	0,32	0,26	0,19	—	0,34	0,29	0,21	—	0,36	0,31	0,26	0,21
	2500	0,34	0,29	0,20	—	0,37	0,32	0,27	0,22	0,39	0,34	0,29	0,23	0,40	0,36	0,31	0,26
	3000	0,38	0,33	0,28	0,22	0,40	0,36	0,32	0,27	0,42	0,38	0,34	0,29	0,43	0,39	0,35	0,30
	3500	0,41	0,37	0,33	0,28	0,42	0,39	0,35	0,32	0,44	0,41	0,37	0,33	0,44	0,41	0,38	0,34
	4000	0,43	0,39	0,36	0,32	0,44	0,41	0,38	0,35	0,45	0,43	0,40	0,37	0,45	0,43	0,40	0,37
	4500	0,44	0,41	0,38	0,35	0,45	0,43	0,40	0,33	0,46	0,44	0,42	0,40	0,46	0,44	0,42	0,40

Таблицы значений m_x даны с двумя входами Δ и p_{max}, а таблицы значений l_x с тремя входами: Δ, p_{max} и $\Lambda_д$, так как v_0 зависит не только от p_{max} и Δ, но и от $\Lambda_д$.

Поправочные коэффициенты m_x и l_x даны для случаев поправок на величины: $I_к$ — импульса давления пороховых газов за время горения пороха, ω — веса заряда, f — силы пороха, q — веса снаряда и W_0 — объема каморы.

В приводимых ниже таблицах для $\Lambda_д$ взяты значения 4, 6, 8 и 10. Каждому значению $\Lambda_д$ отвечает своя таблица значений l_x в функции p_{max} и Δ (p_{max} от 2000 до 4500 *кг/см*^{2}, $\Delta = 0{,}5$; 0,6; 0,7 и 0,8).

Поправочные коэффициенты на изменение температуры заряда m_t и l_t определяются через $m_{I_к}$ и $l_{I_к}$:

для пироксилиновых порохов	для нитроглицериновых порохов
$m_t = -0{,}0027 \cdot m_{I_к}$	$m_t = -0{,}0035 \cdot m_{I_к}$
$l_t = -0{,}0027 \cdot l_{I_к}$	$l_t = -0{,}0035 \cdot l_{I_к}$

Поправочные формулы и таблицы проф. Слухоцкого явились значительным шагом вперед по сравнению с поправочными формулами ИКОПЗ. Они позволили учитывать (хотя и не полностью) условия заряжания и конструктивную характеристику каждой артиллерийской системы.

Кроме поправочных формул ИКОПЗ и проф. Слухоцкого, которые широко применяются на практике, имеется ряд других работ советских ученых, посвященных вопросу вычисления поправок во внутренней баллистике (проф. И. П. Граве, Н. А. Упорников, проф. С. И. Ермолаев и его соавторы Л. Г. Комаров, Е. В. Чурбанов и Г. Н. Пученкин).

Поправочные формулы и таблицы проф. С. И. Ермолаева

Общие теоретические основы поправочных формул разработаны в математическом анализе. Проф. С. И. Ермолаев применил эти основы для зависимостей внутренней баллистики.

Пусть x_1, x_2, x_3, ...x_n — параметры, от которых зависят p_{max} и $v_д$. Тогда для полных дифференциалов величин p_{max} и $v_д$ справедливы выражения

$$dp_{max} = \frac{\partial p_{max}}{\partial x_1} dx_1 + \frac{\partial p_{max}}{\partial x_2} dx_2 + \ldots + \frac{\partial p_{max}}{\partial x_n} dx_n, \qquad (8.6)$$

$$dv_д = \frac{\partial v_д}{\partial x_1} dx_1 + \frac{\partial v_д}{\partial x_2} dx_2 + \ldots + \frac{\partial v_д}{\partial x_n} dx_n. \qquad (8.7)$$

Задача вывода поправочных формул может быть сформулирована так.

Необходимо вычислить изменения наибольшего давления p_{max} и дульной скорости $v_д$, которые обозначены через δp_{max} и $\delta v_д$, вследствие изменения параметров x_i на величину δx_i.

Для получения зависимостей величин δp_{max} и $\delta v_д$ от величин δx_i будем предполагать, что изменения параметров δx_i являются малыми, так что можно пренебречь величиной $(\delta x_i/x_i)^2$.

Если при этом условии в формулах (8. 6) и (8. 7) заменить дифференциалы dx_i малыми изменениями параметров δx_i, то очевидно, что соответствующие величины dp_{max} и $dv_д$ будут отличаться от искомых величин δp_{max} и $\delta v_д$ на пренебрежимо малые величины, так как дифференциал функции отличается от приращения функции на величину малую более высокого порядка по сравнению с дифференциалом аргумента.

Следовательно, при допущении о малости величин δx_i будут справедливы общие формулы

$$\delta p_{max} = \frac{\partial p_{max}}{\partial x_1}\delta x_1 + \frac{\partial p_{max}}{\partial x_2}\delta x_2 + \ldots + \frac{\partial p_{max}}{\partial x_n}\delta x_n,$$

$$\delta v_д = \frac{\partial v_д}{\partial x_1}\delta x_1 + \frac{\partial v_д}{\partial x_2}\delta x_2 + \ldots + \frac{\partial v_д}{\partial x_n}\delta x_n.$$

Если изменяется только один из параметров x, от которого зависят p_{max} и $v_д$, то соответствующие изменения величин p_{max} и $v_д$ будут вычисляться по формулам

$$\delta p_{max} = \frac{\partial p_{max}}{\partial x}\delta x,$$

$$\delta v_д = \frac{\partial v_д}{\partial x}\delta x.$$

Отсюда получаем

$$\frac{\delta p_{max}}{p_{max}} = \frac{\partial p_{max}}{\partial x}\,\frac{x}{p_{max}}\,\frac{\delta x}{x} = \frac{\partial p_{max}}{p_{max}}\,\frac{x}{\partial x}\,\frac{\delta x}{x},$$

$$\frac{\delta v_д}{v_д} = \frac{\partial v_д}{\partial x}\,\frac{x}{v_д}\,\frac{\delta x}{x} = \frac{\partial v_д}{v_д}\,\frac{x}{\partial x}\,\frac{\delta x}{x}.$$

Обозначим

$$\frac{\partial p_{max}}{p_{max}} : \frac{\partial x}{x} = m_x;$$

$$\frac{\partial v_д}{v_д} : \frac{\partial x}{x} = l_x.$$

Тогда поправочные формулы будут иметь обычный вид:

$$\frac{\delta p_{max}}{p_{max}} = m_x\,\frac{\delta x}{x},$$

$$\frac{\delta v_д}{v_д} = l_x\,\frac{\delta x}{x}.$$

Величины m_x и l_x называются *поправочными коэффициентами* внутренней баллистики. Для их нахождения необходимо уметь вычислять частные производные величин $p_{\max}$ и $v_д$ по интересующим нас параметрам.

Так как аналитические формулы, дающие выражения $p_{\max}$ и $v_д$ через параметры, весьма сложны, то получить частные производные в виде аналитических формул без серьезных упрощений практически невозможно.

Однако с помощью обычных формул численного дифференцирования и таблиц внутренней баллистики ГАУ можно вычислять большинство поправочных коэффициентов без дополнительных допущений. Таким путем может быть учтено влияние на $p_{\max}$ и $v_д$ следующих параметров, для которых можно вывести значение поправочных коэффициентов m_x и l_x: объема каморы W_0, полного импульса давления пороховых газов $I_к = e_1/u_1$, веса заряда ω, веса снаряда q, длины пути снаряда в орудии $l_д$ (на $v_д$).

Получить формулы для поправочных коэффициентов, учитывающих влияние изменения тех параметров, которые в таблицах ГАУ приняты постоянными (f, α, $\varkappa$, p_0, δ, θ), на основании этих же таблиц, очевидно, невозможно.

Проф. С. И. Ермолаев теоретически выводит формулы для всех этих поправочных коэффициентов:

$$m_{W_0}, \quad m_{I_к}, \quad m_\omega, \quad m_q; \quad l_{W_0}, \quad l_{I_к}, \quad l_\omega, \quad l_q, \quad l_{l_д}.$$

Кроме того, он вывел формулы поправочных коэффициентов для учета изменения природы пороха (f, α, Q_w) и температуры заряда.

На основе решения задачи внутренней баллистики по методу проф. Б. Н. Окунева проф. С. И. Ермолаев составил таблицы поправочных коэффициентов не только для артиллерийских орудий, но и для минометов.

Таблицы поправочных коэффициентов m_x составлены, как и таблицы проф. В. Е. Слухоцкого, по двум входным параметрам — $p_{\max}$ и Δ, таблицы коэффициентов l_{x_i} — по трем входным параметрам — $p_{\max}$, Δ и $\Lambda_д$.

Для всех параметров x, кроме температуры заряда, поправочные формулы, в которых применяются коэффициенты m_x и l_x, имеют вид

$$\frac{\delta p_{\max}}{p_{\max}} = m_x \frac{\delta x}{x}; \quad \frac{\delta v_д}{v_д} = l_x \frac{\delta x}{x}.$$

Поправочные формулы для температуры заряда имеют вид

$$\frac{\delta p_{\max}}{p_{\max}} = m_t \delta t^\circ, \quad \frac{\delta v_д}{v_д} = l_t \delta t^\circ.$$

8.5 ПОНЯТИЕ О РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ С ПОМОЩЬЮ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИХ СЧЕТНЫХ МАШИН

В настоящее время в практику решения основной задачи внутренней баллистики широко внедряется метод численного интегрирования основной системы уравнений при помощи быстродействующих электронных счетных машин. При этом задача решается при любом законе скорости горения, например, при $u=Ap^{\nu}$, где A и ν — переменные при f, убывающем вследствие теплоотдачи, при переменных θ и φ и т. п.

Для этого предварительно должно быть проведено программирование решения задачи в данной постановке, что связано со значительной затратой времени. После этого само решение и выдача машиной численных значений нужных величин (l, v, p, ψ, t и др.) производится чрезвычайно быстро и дается в виде численных таблиц в функции табличного изменения аргумента. При этом в расчетах машины шаг аргумента может быть очень малым, а для практики и построения кривых p, l и v, l или p, t и v, t совсем не обязательно брать все значения, выданные машиной. Можно брать значения величин через те интервалы, которые удобны для построения графиков давления газов и скорости снаряда.

Применение быстродействующих счетных машин позволяет очень быстро решать такие задачи, на которые прежними обычными методами требовались месяцы работы большого числа вычислителей, например составление таблиц для решения задач внутренней баллистики типа таблиц ГАУ и др. Надо лишь составить систему дифференциальных уравнений и программу работы машины.

В качестве примера применения быстродействующих машин возьмем наиболее сложный для аналитического решения случай — решение задачи внутренней баллистики на основе физического закона горения $u=Ap^{\nu}$, где $\nu<1$ и может меняться в процессе горения пороха. Этому закону при опытах в бомбе соответствует не совпадение, а расхождение интегральных кривых I, ψ при разных плотностях заряжания. Решение задачи и вывод формул для этого случая приводится в книге М. Е. Серебрякова «Физический закон горения во внутренней баллистике» (Оборонгиз, 1940).

Ниже приведены только окончательные зависимости для скорости и пути снаряда в функции сгоревшей части заряда ψ с целью использовать их при решении с помощью счетных машин.

Основные зависимости для случая $u=Ap^{\nu}$

Расхождение кривых $\int p\,d\tau$ при разных плотностях заряжания наблюдается у порохов с семью каналами. Расхождение кривых I, ψ объясняется наличием повышенного давления p'' внутри каналов, отношение которого к давлению вне пороховых каналов p' меняется с изменением плотности заряжания и по мере сгорания

заряда; это учитывается законом скорости горения, который для таких порохов выражается зависимостью $u=Ap^{\nu}$, где $\nu<1$.

Среднее значение показателя ν определяется из опытов в бомбе при двух плотностях заряжания Δ_1' и Δ_1''. Это значение характеризует горение пороха от начала горения до распада ψ_s, после чего закон скорости горения принимается в виде $u=u_1p$ (влияние каналов отсутствует).

Формула для определения $\nu_{ср}$ и метод решения при $\nu_{ср}<1$ приведены в книге М. Е. Серебрякова «Физический закон горения во внутренней баллистике» (Оборонгиз, 1940). Здесь дается сокращенный вывод основных формул.

$$\nu_{ср}=1-\frac{\lg\dfrac{I_s''}{I_s'}}{\lg\dfrac{P_s''}{P_s'}};$$

где I_s'' и I_s' — импульсы $\int_0^{\psi_s} P\,d\tau$ при Δ_1'' и Δ_1';

P_s'' и P_s' — давления в момент распада при ψ_s для тех же плотностей заряжания.

По данным опытов в бомбе для порохов с семью каналами $\nu_{ср}=0{,}83$; Сюго * для этих же порохов предлагал брать $\nu_{ср}=0{,}70$.

При более сложной зависимости для закона скорости горения более сложными получаются и формулы для скорости и пути снаряда в функции ψ. В них как составной элемент входят те же вспомогательные функции, полученные обработкой опытной кривой P, τ при плотности заряжания Δ_1 (в наших опытах $\Delta_1=0{,}23$):

$$v_{\Delta_1}=\frac{s}{\varphi m}(I-I_0)_{\Delta_1},$$

$$L_{\psi_0}^{\psi}=\int_{\psi_0}^{\psi} v_{\Delta_1}\,d\tau=\frac{s}{\varphi m}\int_{\psi_0}^{\psi}(I-I_0)\,d\tau=\frac{s}{\varphi m}G_{\psi_0}^{\psi}.$$

Если из совпадения интегральных кривых вытекало как следствие равенство $p\,dt=P\,d\tau$, то для нашего случая при $u=Ap^{\nu}$ справедливо равенство $p^{\nu}dt=P^{\nu}d\tau$, что приводит к более сложным и к более общим зависимостям.

В отличие от первого случая, где $v_{\Delta_1}=\dfrac{s}{\varphi m}(I-I_0)_{\Delta_1}$ выражала действительную скорость снаряда, во втором случае действительная

* Сюго, Внутренняя баллистика, перев. с франц. под ред. проф. И. П. Граве, изд. Артакадемии им. Дзержинского, 1929.

скорость зависит от соотношения давлений $\left(\frac{p}{P}\right)^{1-\nu}=f\left(\frac{\Delta_1}{\Delta_0}\right)$ и от пути снаряда l, определяющего текущую плотность заряжания $\Delta=\frac{\omega}{s(l_0+l)}$:

$$v=\frac{s}{\varphi m}(I-I_0)_{\Delta}\left(\frac{p}{P}\right)^{1-\nu}=\left(\frac{a_1}{a_0}\right)^{1-\nu}\frac{v_{\Delta_0}}{\left(1+\frac{l}{l_c}\right)^{k'(1-\nu)}}, \qquad (8.8)$$

где $k'=1+\frac{\theta}{2}$;

a_1 и a_0 те же, что и в первом случае:

$$a_1=\frac{1}{\Delta_1}-\alpha'; \quad a_0=\frac{1}{\Delta_0}-\alpha'. \qquad (8.9)$$

Путь снаряда выражается формулой, аналогичной формуле

$$l=l_c\left[(1+B_\nu L_{\psi_0}^{\psi})^{\frac{1}{\rho}}-1\right],$$

где

$$B_\nu=\left(\frac{a_0}{a_1}\right)^{2\nu-1}\frac{\rho}{l_c}; \quad \rho=1-k'(2\nu-1).$$

Учитывая зависимость (8.9), можно действительную скорость снаряда во втором случае представить как функцию только ψ:

$$v=\left(\frac{a_1}{a_0}\right)^{1-\nu}\frac{v_{\Delta_1}}{(1+B_\nu L_{\psi_0}^{\psi})^{\frac{k'(1-\nu)}{\rho}}}. \qquad (8.8')$$

Формулы (8.8′) и (8.9), имеющие более общий характер, при $\nu=1$ обращаются в формулы первого случая:

$$\rho=-\frac{\theta}{2}, \quad B_\nu=-\frac{a_0}{a_1}\frac{\theta}{2l_c}=-B_1,$$

$$v=\frac{s}{\varphi m}(I-I_0)_{\Delta},$$

так как

$$\left(\frac{p}{P}\right)^{1-\nu}=1,$$

$$l=l_c\left[\frac{1}{(1-B_1L_{\psi_0}^{\psi})^{\frac{2}{\theta}}}-1\right].$$

Давление газов определится по общей формуле

$$p=\frac{f\omega}{s}\frac{\psi-\frac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}}{l_\psi+l}. \tag{8.9}$$

Для определения ψ_m, соответствующего наибольшему давлению $p_{\max}$, как и в случае $\nu=1$, используется то же равенство

$$\frac{f\omega}{s}\Gamma_m-kv_m=0,$$

но вместо $v_m=\frac{s}{\varphi m}(I-I_0)$ подставляется выражение v_m:

$$v_m=\left(\frac{a_1}{a_0}\right)^{1-\nu}\frac{v_{\Delta_1}}{(1+B_1L_{\psi_0}^{\psi})^{\frac{k'(1-\nu)}{\rho}}}.$$

Обозначив $\frac{k'(1-\nu)}{\rho}=\mu'$,

получим равенство

$$\frac{D_1}{c_1}\Gamma_m=\frac{I_m-I_0}{(1+B_1L_{\psi_0}^{\psi})^{\mu'}},$$

где

$$c_1=\left(\frac{a_1}{a_0}\right)^{1-\nu};\quad D_1=\frac{f}{(1+\theta)}\frac{\omega}{s}\frac{\varphi m}{s}.$$

Построив кривые $\frac{D_1}{c_1}\Gamma$ и $\frac{(I-I_0)_{\Delta_1}}{(1+B_1L_{\psi_0}^{\psi})^{\mu'}}$ в функции ψ и находя точку их пересечения, определяют величину ψ_m, соответствующую наибольшему давлению газов $p_{\max}$.

Подставляя это значение ψ_m в соответствующие формулы, найдем v_m, l_m и $p_{\max}$.

Следует отметить, что вследствие разнообразия в толщине сводов и неодновременного воспламенения всех поверхностей заряда распад происходит нестрого в один и тот же момент при $\psi_s=0{,}85$, как это принимается при геометрическом законе горения, а постепенно. Сначала сгорит наименьшая толщина сводов, потом сгорают более толстые элементы; одновременно с этим начнется процесс догорания частей уже образовавшихся продуктов распада, и происходит наложение процессов горения до и после распада зерен. Распад фактически получается «расплывчатым» и протекает в некоторых пределах изменения ψ_s от 0,60 до 0,85. Обычно принимают какое-то среднее значение ψ_s порядка $0{,}70\div0{,}75$.

Кроме того, при более точном исследовании процесса горения пороха с семью каналами можно заметить, что показатель ν в формуле $u=Ap^{\nu}$, который при аналитическом решении принимается

средним значением порядка 0,7÷0,8, на самом деле является переменным; в начале горения, пока каналы узки, неравномерность условий горения наибольшая, и ν наиболее отклоняется от единицы (~0,5) *; по мере увеличения диаметра канала при его горении увеличивается d, уменьшается характеристика напряженности процесса горения в канале $\zeta''=4/d$ и постепенно сближается $\zeta'=\left(\frac{\nu}{v}\right)_{нар}$ для наружной поверхности; показатель ν должен расти и приближаться к единице. После распада влияние каналов исчезает; ν становится равным единице, а закон скорости горения выражается зависимостью $u=u_1 p$.

После распада применяется решение для случая $u=u_1 p$ **. .

Подготовка системы уравнений внутренней баллистики для решения на счетных машинах

Рассмотрим для случая $u=Ap^{\nu}$ методику подготовки решения задачи внутренней баллистики с использованием электронной вычислительной машины.

Система дифференциальных уравнений основной задачи внутренней баллистики, полученная в гл. VII, приводится к виду, удобному для ее решения на вычислительной машине.

Для этого введем относительные переменные:

$\Lambda=\frac{l}{l_0}$ — относительный путь снаряда,

$V=\frac{v}{v_{пр}}$ — относительная скорость,

где

$$v_{пр}=\frac{2f\omega}{\varphi m\theta}.$$

За независимую переменную при решении задачи принимается отношение текущего значения импульса давления пороховых газов I к значению импульса в момент распада зерен I_s. Это отношение обозначим через $z=\frac{I}{I_s}$,

где $I_s=\int_{\psi_0}^{\psi_s} P\,d\tau$ — импульс давления пороховых газов к моменту распада в манометрической бомбе при $\Delta=\Delta_1$.

Если горение пороха, например трубчатой формы, происходит без распада, то вместо I_s берут величину полного импульса $I_к=\int_{\psi_0}^{I} P\,d\tau$.

---

* Изменение ν от 0,5 до 1,0 впервые было показано В С. Егоровым.

** М Е Серебряков, Физический закон горения во внутренней баллистике, Оборонгиз, 1940, стр 98—100

Для расчета пути снаряда в уравнение

$$\frac{dl}{l_\psi + l} = \frac{\varphi m}{f\omega} \frac{v\,dv}{\psi - \frac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}},$$

где

$$l_\psi = l_0(a - b\psi);$$

$$a = 1 - \frac{\Delta}{\delta}, \quad b = \Delta\left(\alpha - \frac{1}{\delta}\right);$$

введем относительные переменные Λ и V; тогда уравнение примет вид

$$\frac{d\Lambda}{a - b\psi + \Lambda} = \frac{2V\,dV}{\theta(\psi - V^2)}.$$

Разделив это уравнение на dz, получим

$$\frac{d\Lambda}{dz} = \frac{a - b\psi + \Lambda}{\theta(\psi - V^2)} 2V \frac{dV}{dz},$$

или

$$\frac{d\Lambda}{dz} = \frac{E}{\theta} 2V \frac{dV}{dz}, \tag{8.10}$$

где

$$E = \frac{a - b\psi + \Lambda}{\psi - V^2}. \tag{8.11}$$

Дальнейшее преобразование уравнения для пути снаряда, которое сводится к преобразованию выражения для скорости, будет произведено ниже.

Выше было получено

$$\frac{dv}{dI} = \frac{s}{\varphi m}\left(\frac{p}{P}\right)^{1-\nu}.$$

Разделив это уравнение на $v_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{2f\omega}{\varphi\theta m}}$ и подставив $dI = I_s\,dz$ и z, получим

$$\frac{dV}{dz} = \frac{sI_s}{\varphi m\sqrt{\frac{2f\omega}{\varphi m\theta}}}\left(\frac{p}{P}\right)^{1-\nu}$$

или

$$\frac{dV}{dz} = \sqrt{\frac{B\theta}{2}}\left(\frac{p}{P}\right)^{1-\nu}. \tag{8.12}$$

После подстановки в уравнение движения снаряда в форме элементарной работы

$$p = \frac{\varphi m}{s} v \frac{dv}{dl}$$

относительных переменных Λ и V, получим

$$p = \frac{2f\omega}{s\theta l_0} V \frac{dV}{d\Lambda}. \tag{8.13}$$

Из выражения (8.10) найдем

$$V \frac{dV}{d\Lambda} = \frac{\theta}{2E}. \tag{8.14}$$

Тогда, подставив выражение (8.14) в формулу (8.13), получим

$$p = \frac{f\omega}{sl_0} \frac{1}{E},$$

или

$$p = \frac{f\Delta}{E}. \tag{8.15}$$

Исключаем давление в канале ствола орудия из выражений для скорости и пути снаряда, подставляя выражение (8.15) в формулы (8.12) и (8.10).

Тогда

$$\frac{dV}{dz} = \sqrt{\frac{B\theta}{2}} \left(\frac{EP}{f\Delta}\right)^{\nu-1}, \tag{8.16}$$

$$\frac{d\Lambda}{dz} = \sqrt{\frac{2B}{\theta}} \cdot VE \left(\frac{EP}{f\Delta}\right)^{\nu-1}. \tag{8.17}$$

Уравнение для времени движения снаряда по каналу ствола получим, преобразовав известную зависимость

$$v = \frac{dl}{dt},$$

откуда после подстановки относительных переменных будем иметь

$$dt = \frac{dl}{v} = \frac{l_0}{v_{\text{пр}}} \frac{d\Lambda}{V}.$$

Разделив последнее уравнение на dz и подставив $d\Lambda/dz$ из формулы (8.17), после преобразований получим

$$\frac{dt}{dz} = \frac{I_s}{P} \left(\frac{EP}{f\Delta}\right)^{\nu}. \tag{8.18}$$

Таким образом, получена система трех дифференциальных уравнений с переменными V, Λ, t и алгебраическое уравнение для давления в канале ствола p:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{d\Lambda}{dz} &= \sqrt{\frac{2B}{\theta}}\,VE\left(\frac{EP}{f\Delta}\right)^{\nu-1},\\
\frac{dV}{dz} &= \sqrt{\frac{B\theta}{2}}\left(\frac{EP}{f\Delta}\right)^{\nu-1},\\
\frac{dt}{dz} &= \frac{I_s}{P}\left(\frac{EP}{f\Delta}\right)^{\nu},\\
p &= \frac{f\Delta}{E}.
\end{aligned}\right\} \qquad (8.19)$$

Повторение в правых частях уравнений сомножителя $(EP/f\Delta)$ значительно упрощает составление программы решения системы на машине.

Для интегрирования системы необходимо иметь следующие данные:

а) конструктивные параметры, относящиеся к орудию, снаряду и заряду: s, l_0, q, ω, Δ, φ, P_0;

б) характеристики пороха: f, α, δ, ν, A, ψ_s;

в) плотность заряжания при манометрических испытаниях пороха Δ_1 и результаты испытаний в виде табличной зависимости $P=f(\tau)$.

Система дифференциальных уравнений (8.19) пригодна для первого и второго периодов выстрела; она лишь изменяется в зависимости от особенностей каждого периода.

Первый период выстрела для порохов, горящих с распадом, принято делить на две фазы. Первая фаза — от начала движения снаряда до момента распада порохового зерна. Для этой фазы $\nu<1$. Вторая фаза — от момента распада до конца горения пороха. Для этой фазы $\nu=1$, и система (8.19) примет вид

$$\left.\begin{aligned}
\frac{d\Lambda}{dz} &= \sqrt{\frac{2B}{\theta}}\,VE,\\
\frac{dV}{dz} &= \sqrt{\frac{B\theta}{2}},\\
\frac{dt}{dz} &= \frac{I_s}{f\Delta}E,\\
p &= \frac{f\Delta}{E}.
\end{aligned}\right\} \qquad (8.20)$$

Во второй фазе в уравнения системы не входит в явном виде давление в манометрической бомбе. Однако решение ведется с использованием опытной кривой $P(\tau)$, так как значения ψ, необхо-

димые для вычисления E, в каждом шаге интегрирования определяются по опытной зависимости

$$\psi = f(z) = f\left(\frac{I}{I_s}\right).$$

Во втором периоде выстрела $\psi = 1$, выражение для E упрощается и принимает вид

$$E = \frac{a - b + \Lambda}{1 - V^2}.$$

Если решение проводится для пороха, горящего без распада и при законе скорости горения

$$u = u_1 p,$$

где $\nu = 1$, то используется система уравнения (8.20) с учетом особенностей, имеющих место для второй фазы горения порохов с распадом.

Понятие о решении системы дифференциальных уравнений

Для решения системы уравнений может быть использован любой метод численного интегрирования, однако можно рекомендовать метод Рунге — Кутта, так как расчеты показали, что в силу устойчивости в этом случае схемы решения можно брать сравнительно крупный шаг при интегрировании. Для первого периода явления выстрела оказалось достаточным иметь 10—12 точек; это особенно важно для решения предварительных вариантов, обычно проводимого на механических вычислительных машинах.

В систему уравнений входит P — давление в манометрической бомбе, которое регистрируется при манометрических испытаниях пороха в функции времени.

При решении системы используется полностью кривая давления $P = f(\tau)$. Для ввода в вычислительную машину она представляется в виде таблицы координат P и τ, содержащей 15—20 точек

В вычислительной машине кривая интегрируется и вычисляются функции $I = f_1(P)$, $z = f_2(P)$ и $I = f_3(z)$; эти функции «запоминаются» машиной.

Показатель степени в законе скорости горения ν в функции ψ определяется путем обработки кривых $P(\tau)$, полученных в манометрической бомбе при разных плотностях заряжания Δ_1 или по результатам совместной обработки кривых, полученных в бомбе $P = f(\tau)$ при $\Delta = \Delta_1$ и в орудии $p = \varphi(t)$ при $\Delta = \Delta_0$.

Для введения зависимости $\nu(\psi)$ в машину табличная зависимость аппроксимируется полиномом третьей степени, который вводится в запоминающее устройство.

Значения ν в функции ψ для пороха с семью каналами

ψ	0,05	0,10	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	$\psi_s=0,80$
ν	0,475	0,505	0,570	0,643	0,723	0,807	0,890	0,965	1,0

Начальными условиями интегрирования являются:

$$z=z_0, \qquad \Lambda=0,$$
$$p=p_0, \qquad V=0,$$
$$\psi=\psi_0, \qquad t=0.$$

Величиной давления форсирования p_0 задаются в зависимости от того, для какого орудия проводится решение. После этого по формулам пиростатики вычисляют ψ_0 и P_0, а по P_0 находят z_0, используя функцию $z=f_2(P)$.

После расчета начальных условий с помощью машины начинается с заданным шагом по z интегрирование системы, методика которого не отличается от метода численного интегрирования.

Для получения необходимой точности решения число шагов интегрирования по z значительно превышает число точек кривой $p(\tau)$, введенной в виде таблицы в «память» машины. Поэтому при выборе из «памяти» значений P_i и I_i производится нелинейное интерполирование, позволяющее достаточно точно воспроизводить характер кривой давления $P(\tau)$ при сравнительно малом количестве точек обмера.

Программа решения задачи состоит из двух частей, следующих при счете на машинах непосредственно одна за другой.

В первой части программы осуществляется счет констант и пересчет опытной зависимости давления от времени в зависимость давления от относительной толщины пороха $z=\frac{e}{e_1}=\frac{I}{I_к}$.

Во второй части программы производится интегрирование системы уравнений с заданным шагом $\Delta z=0,025\div0,05$.

По значению независимой переменной для каждого шага интегрирования z_i из табличной зависимости $P=f(z)$, имеющейся в «памяти» машины, методом квадратичной интерполяции извлекается значение P_i, а по нему рассчитывается ψ_i, для чего используется зависимость пиростатики

$$\psi_i=\frac{1}{1+\dfrac{1-\alpha\Delta}{1-\dfrac{\Delta}{6}}\cdot\dfrac{P_{\max}-P_i}{P_i}}.$$

Полученное значение ψ_i дает возможность найти соответствующее данному шагу интегрирования значение ν_i, имеющееся также в «памяти» машины в виде полинома.

Таким образом, в трех дифференциальных уравнениях системы (8.19) известно для данного шага все, кроме Λ, v, t. По заданной программе, определяющей очередность математических операций, последовательность которых такая же, как при обычном численном интегрировании, производится решение системы.

Вывод из машины необходимых промежуточных данных, таких как p, t, v, Λ и др., целесообразно производить не при каждом шаге интегрирования, а значительно реже. При этом следует брать такое число точек, которое необходимо для построения кривых p, $\Lambda - v$, Λ и т. д.

Преимущества рассмотренного метода решения основной задачи внутренней баллистики по сравнению с аналитическим на основе физического закона горения заключается в следующем.

В решении используется вся кривая давления $P(\tau)$, получаемая при опытах в манометрической бомбе; она учитывает все особенности горения данного образца пороха, которые не могут быть учтены зависимостями геометрического закона горения.

Рассмотренный метод решения для порохов с семью каналами позволяет использовать переменное значение показателя ν в законе скорости горения $u = Ap^{\nu}$ и тем самым точнее отразить в результатах физику процесса при стрельбе данным образцом пороха.

Глава IX

ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОЦЕССА ВЫСТРЕЛА ПРИ РАЗНЫХ УСЛОВИЯХ ЗАРЯЖАНИЯ

В предыдущих главах были изложены различные методы решения основной задачи внутренней баллистики для ствольных систем обычной схемы. Зная конструктивные данные канала ствола — d, s, W_0, $l_д$, $\Lambda_д$, $L_{кан}$, Q_0, условия заряжания — q, p_0, ω, Δ_0, $\frac{\omega}{q}$, форму и размеры пороха определенной природы — f, α, u_1, $I_к = \frac{e_1}{u_1}$, $2e_1$, $\varkappa$, λ, можно с помощью этого решения рассчитать кривые давления пороховых газов (p, l или p, t) и скорости снаряда (v, l или v, t).

Решение такой задачи для данного орудия, снаряда и заряда дает единственные кривые p, l и p, t и единственные кривые v, l и v, t, которые выражают совершенно определенную закономерность, связывающую между собою основные баллистические элементы выстрела (p, v, l, t) и показывающую, как нарастает и падает давление газов и растет скорость снаряда по мере его продвижения по каналу ствола.

Особый интерес представляют баллистические элементы выстрела в момент получения наибольшего давления (p_{max}, l_m, v_m), в

момент конца горения ($p_к$, $l_к$, $v_к$) и в момент вылета снаряда при прохождении его дна через дульный срез ($l_д$, $v_д$, $p_д$). Уже одни эти элементы дают представление и об общем характере кривых давления и скоростей для данного частного случая.

Меняя в данном орудии условия заряжания, форму и природу пороха, можно проследить влияние изменения ряда параметров на кривые давления и скоростей как при изменении какого-либо одного из параметров, так и при совместном их изменении. Таким образом, для получения данных об изменении баллистических элементов с изменением параметров заряжания надо решить основную задачу внутренней баллистики для измененных условий и определить характер изменения баллистических элементов для них.

В некоторых наиболее простых случаях можно получить требуемые зависимости с помощью исследования аналитических формул; иногда приходится для этого прибегать к таблицам, составленным при разных исходных величинах, и определять влияние этих исходных величин.

Поскольку каждый орудийный ствол рассчитан на определенное наибольшее давление, то для практики представляет интерес определить влияние совместного изменения некоторых параметров при условии сохранения постоянным того наибольшего давления p_{max}, на которое рассчитано данное орудие: при этом может измениться и дульная скорость снаряда $v_д$, и положение максимума давления — величина l_m, а также $l_к$ и ряд других элементов.

Знание этих закономерностей необходимо для ясного представления о том, с помощью изменения каких параметров заряжания можно изменить результаты выстрела ($v_д$ и p_{max}) в нужном для нас направлении, например, увеличить $v_д$, не изменяя p_{max}.

Представляет также интерес проследить, как влияет изменение закона скорости горения или изменение формы и размеров пороха на закономерности кривых p, l и v, l.

Зная, что и как влияет на баллистические кривые p, l и v, l, можно управлять изменением баллистических элементов в нужную сторону и, следовательно, управлять явлением выстрела, что составляет важнейшую задачу внутренней баллистики.

9. 1. СЛУЧАЙ МГНОВЕННОГО СГОРАНИЯ ПОРОХА

Установление общих закономерностей начинается с рассмотрения предельного и до некоторой степени нереального случая — *мгновенного сгорания заряда,* когда заряд состоит как бы из сухого порошкообразного пироксилина и сгорает весь до смещения снаряда. В этом случае имеем процесс адиабатического расширения с самого начала движения снаряда.

Адиабата, полученная при мгновенном сгорании, является своего рода «направляющей» для всех кривых p, l в действительных

случаях при постепенном сгорании при той же величине заряда или при той же плотности заряжания. Эти действительные кривые p, l располагаются по отношению к адиабате мгновенного сгорания в определенной закономерности.

Точно так же кривая v, l при мгновенном сгорании заряда является пределом, к которому стремятся кривые v, l при постепенном сгорании по мере движения снаряда по каналу.

Аналитическое решение в случае мгновенного сгорания заряда получается весьма простым, так как из четырех переменных, входящих в основное уравнение, одна — ψ — превращается в постоянную ($\psi=1$), начальное давление p_0, при котором начинается движение снаряда, заменяется наибольшим давлением p_1, образующимся в каморе при сгорании всего заряда до смещения снаряда при $\psi_к=1$.

Это давление p_1 рассчитывается по формуле Шишкова—Нобля:

$$p_1=\frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}=\frac{f\omega}{W_0-\alpha\omega}=\frac{f\omega}{sl_1}.$$

При плотностях заряжания, применяющихся в орудиях ($\Delta=0{,}50\div0{,}75$), это давление достигало бы порядка 10—30 тысяч атмосфер и в несколько раз превысило бы те наибольшие давления p_{max}, которые получаются в действительности в орудиях при постепенном сгорании пороха (2500—4000 *кг/см*^{2}).

Движение снаряда начнется при следующих условиях:

$$\psi=1,\ l=0,\ v=0,\ p_0=p_1,\ l_\psi=l_1=l_0(1-\alpha\Delta).$$

По существу, это — второй период с самого начала движения снаряда, и формулы для давления p и скорости v получатся из формул второго периода при $l_к=0$, $v_к=0$, $p_k=p_1$.

Находим

$$p=p_1\left(\frac{l_1}{l_1+l}\right)^{1+\theta}, \tag{9.1}$$

$$v=v_{пр}\sqrt{1-\left(\frac{l_1}{l_1+l}\right)^{\theta}}, \tag{9.2}$$

где

$$v_{пр}=\sqrt{\frac{2g}{\varphi}\frac{f}{\theta}\frac{\omega}{q}}.$$

Известно, что для адиабатического процесса

$$\frac{T}{T_1}=\left(\frac{l_1}{l_1+l}\right)^{\theta}. \tag{9.3}$$

Для удобства дальнейших исследований введем величину $y=l/l_1$ — число свободных объемов расширения газов; она пред-

ставляет собою отношение пути снаряда к приведенной длине свободного объема каморы $l_1=l_0(1-\alpha\Delta)$.

Тогда формулы (9. 1), (9. 2), (9. 3) примут вид

$$p=\frac{p_1}{(1+y)^{1+\theta}}, \tag{9.1'}$$

$$v=v_{\text{пр}}\sqrt{1-\frac{1}{(1+y)^{\theta}}}=v_{\text{пр}}\sqrt{1-\frac{T}{T_1}}, \tag{9.2'}$$

$$\frac{T}{T_1}=\frac{1}{(1+y)^{\theta}}. \tag{9.3'}$$

Из формулы (9. 2′) получаем

$$\frac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}=1-\frac{T}{T_1}=\frac{T_1-T}{T_1}=r', \tag{9.4}$$

где $r'=\dfrac{\varphi m v^2\theta}{2f\omega}=\dfrac{\frac{\varphi m v^2}{2}}{\frac{f\omega}{\theta}}$ — термический коэффициент полезного действия.

При заданных условиях заряжания (W_0, s, f, α, δ, ω, q) чем больше y, тем больше падение давления, тем больше скорость снаряда. При большой каморе, большой длине $l_1=l_0(1-\alpha\Delta)$ и заданной длине пути l величина y будет меньше, и давление падает медленнее. Следовательно, при большой каморе падение давления в функции пути снаряда будет происходить медленнее, чем при малой.

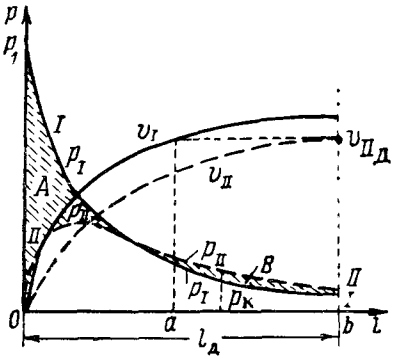
Если при одних и тех же условиях заряжания в данном орудии сравнить величины начальных скоростей при постепенном и мгновенном сгорании заряда, то можно показать, что при мгновенном сгорании $v_{\text{д}}$ будет больше, чем при постепенном.

В самом деле, максимальная работа, которую произвел бы заряд ω пороха силой f, приводя в движение снаряд массы m, определяется выражением $f\omega/\theta$. Как при мгновенном, так и при постепенном сгорании эта максимальная работа будет одна и та же и выразится площадями кривых sp в функции пути l, изменяющегося от нуля до бесконечности; следовательно, и в том и в другом случае обе площади будут равны:

$$\left(s\int_0^{\infty}p\,dl\right)_{\text{мгн}}=\frac{f\omega}{\theta}=\left(s\int_0^{\infty}p\,dl\right)_{\text{постеп}}.$$

При мгновенном сгорании кривая p, l начинается с наибольшего значения $p_1=\dfrac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}$, затем меняется по закону адиабаты, все

время убывая (фиг. 9. 1, кривая *I*). При постепенном же сгорании пороха кривая *II* давления p, l поднимается постепенно от p_0, причем теряется часть площади A, а так как общая площадь кривой во втором случае в пределе при $l=\infty$ должна быть такой же, как и в первом, то кривая *II* обязательно должна пересечь кривую *I* во время горения пороха при убывающем давлении и дальше идти все время выше. При этом избыточная часть площади B в пределе при $l=\infty$ должна быть равна площади A. Но так как действительный ствол имеет конечную длину пути снаряда $l_д$, то часть площади B на этой конечной длине всегда меньше площади A, а следовательно, при данной длине пути и работа газов, и скорость снаряда при постепенном сгорании будут всегда меньше, чем при мгновенном.



Фиг. 9.1. Кривые p, l и v, l для мгновенного сгорания пороха.

Так как работа, выражаемая площадью кривой p, l, при мгновенном сгорании больше, чем при постепенном, особенно в начале движения, то кривая скоростей v, l в этом случае вначале поднимается более круто. В дальнейшем же за счет площади B прирост скорости получается больше при постепенном сгорании, и кривая *II* начинает постепенно сближаться с кривой *I*, стремясь при $l=\infty$ к общему пределу $v_{пр}$.

Нетрудно видеть, что одна и та же скорость $v_д$ получается при мгновенном сгорании на гораздо меньшем пути oa, чем при постепенном сгорании пороха — ob. Но при этом наибольшее давление p_I при мгновенном сгорании при том же заряде обычно в 4—7 раз выше, чем p_{max} при постепенном сгорании.

9. 2. ОСНОВНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ ПОРОХА С ПОСТОЯННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ГОРЕНИЯ ПРИ $p_0=0$

Аналитическое решение задачи внутренней баллистики при наличии давления форсирования для порохов дегрессивной формы (гл. VII) не дает непосредственной связи между баллистическими элементами выстрела, а выражает каждый из них через независимую величину $x=z-z_0$.

Чтобы получить такую непосредственную связь, приходится упрощать исходные параметры, принимая:

1) давление форсирования $p_0=0$;

2) порох с постоянной поверхностью горения ($\varkappa=1$, $\lambda=0$, $\sigma=1$);

3) коволюм α равным удельному объему пороха $\left(\alpha=\frac{1}{\delta}\right)$.

Отсюда получаем дополнительно

$$\psi_0=0,\quad z_0=0,\quad \sigma_0=1,\quad x=z,\quad \psi=z=x,\quad k_1=\varkappa\sigma_0=1;$$

$$l_\psi=l_0\left[1-\frac{\Delta}{\delta}-\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\Delta\psi\right]=l_0\left(1-\frac{\Delta}{\delta}\right)=l_0(1-\alpha\Delta)=l_1=\text{const}.$$

Но если $l_\psi=l_1=\text{const}$, то и $l_{\psi_{ср}}=l_1$, где l_1 — приведенная длина свободного объема каморы в конце горения пороха.

За независимую переменную теперь вместо x можно принять ψ.

Из общих формул, полученных в гл. VII, для нашего случая имеем

$$v=\frac{sI_к}{\varphi m}\psi. \tag{9.5}$$

В конце горения при $\psi_к=1$

$$v_к=\frac{sI_к}{\varphi m}.$$

Следовательно,

$$\left.\begin{aligned} v&=v_к\psi,\\ \psi&=\frac{v}{v_к}=\frac{\varphi m v}{sI_к}. \end{aligned}\right\} \tag{9.6}$$

Параметр B остается без изменений:

$$B=\frac{s^2I_к^2}{f\omega\varphi m}.$$

Параметр $B_1=\frac{B\theta}{2}-\varkappa\lambda$ при $\lambda=0$ принимает вид

$$B_1=\frac{B\theta}{2};\quad \frac{B}{B_1}=\frac{2}{\theta}.$$

Так как $\gamma=\frac{B_1\psi_0}{k_1}=0$ и $\beta=\frac{B_1}{k_1}x=\frac{B\theta}{2}\psi$, то функция Z_x очень упрощается и заменяется функцией Z_ψ:

$$Z_\psi=1-\frac{B\theta}{2}\psi.$$

Тогда путь снаряда

$$l=l_1\left[\left(1-\frac{B\theta}{2}\psi\right)^{-\frac{2}{\theta}}-1\right] \tag{9.7}$$

или относительный путь

$$y=\left(1-\frac{B\theta}{2}\psi\right)^{-\frac{2}{\theta}}-1, \tag{9.7'}$$

откуда получаются непосредственные выражения ψ и v через l или $y=\frac{l}{l_1}$:

$$\psi=\frac{2}{B\theta}\left[1-\frac{1}{(1+y)^{\frac{\theta}{2}}}\right], \tag{9.8}$$

$$v=\frac{sI_к}{\varphi m}\psi=\frac{2f\omega}{s\theta I_к}\left[1-\frac{1}{(1+y)^{\frac{\theta}{2}}}\right]. \tag{9.9}$$

Формула для давления

$$p=\frac{f\omega}{s}\,\frac{\psi-\frac{v^2}{v_{пр}^2}}{l_1+l}=p_1\frac{\psi\left(1-\frac{B\theta}{2}\psi\right)}{1+y}. \tag{9.10}$$

Из уравнения (9.8)

$$1-\frac{B\theta}{2}\psi=\frac{1}{(1+y)^{\frac{\theta}{2}}}. \tag{9.11}$$

Окончательно получаем p как функцию y:

$$p=p_1\frac{2}{B\theta}\left[1-\frac{1}{(1+y)^{\frac{\theta}{2}}}\right]\frac{1}{(1+y)^{1+\frac{\theta}{2}}}. \tag{9.12}$$

Дифференцируя выражение (9.12) по y и приравнивая правую часть к нулю, находим

$$1+y_m=\left(\frac{2+2\theta}{2+\theta}\right)^{\frac{2}{\theta}}=F_1(\theta). \tag{9.13}$$

При $\theta=0{,}2$ $\qquad F_1(\theta)=2{,}387.$

Отсюда

$$l_m=l_0(1-\alpha\Delta)[F_1(\theta)-1]=1{,}387l_0(1-\alpha\Delta). \tag{9.14}$$

Подставляя формулу (9.13) в выражения (9.8) и (9.7), находим элементы, соответствующие получению максимума давления p_{max}:

$$\psi_m=\frac{1}{B(1+\theta)}. \tag{9.15}$$

$$v_m=\frac{f\omega}{sI_к}\frac{1}{(1+\theta)}, \tag{9.16}$$

а затем

$$p_{\max}=\frac{p_1}{B}F_2(\theta), \tag{9.17}$$

где

$$F_2(\theta)=\frac{1}{(1+\theta)}\left(\frac{2+\theta}{2+2\theta}\right)^{\frac{2+\theta}{\theta}}=\text{const}.$$

При $\theta=0{,}2$ $\quad F_2(\theta)=0{,}320$

и

$$p_{\max}=0{,}320\,\frac{p_1}{B}. \tag{9.17'}$$

Формулы (9.8), (9.9) и (9.12) выражают ψ, v и p непосредственно через относительный путь $y=l/l_1$; формулы (9.14)÷(9.17) определяют баллистические элементы в момент получения $p_{\max}$.

Выражение для относительной температуры T/T_1 найдем из общего выражения на основе формул (9.8) и (9.9):

$$\frac{T}{T_1}=1-\frac{1}{\psi}\frac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}=1-\frac{s'I_{\text{к}}^2}{\varphi\, m^2}\frac{\psi}{v_{\text{пр}}^2}=$$

$$=1-\frac{s^2I_{\text{к}}^2}{\varphi^2m^2}\frac{\varphi m\theta}{2f\omega}\frac{2}{B\theta}\left[1-\frac{1}{(1+y)^{\frac{\theta}{2}}}\right];$$

окончательно после сокращений

$$\frac{T}{T_1}=\frac{1}{(1+y)^{\frac{\theta}{2}}}. \tag{9.18}$$

Получили выражение такого же вида, как и при мгновенном сгорании, но показатель степени равен $\frac{\theta}{2}$ вместо θ. Это показывает, что температура пороховых газов при постепенном сгорании пороха с постоянной поверхностью горения ($\varkappa=1$) падает почти вдвое медленнее, чем при мгновенном сгорании.

Пользуясь выражением (9.18), можем написать

$$\psi=\frac{2}{B\theta}\left[1-\frac{T}{T_1}\right], \tag{9.8'}$$

$$v=\frac{2f\omega}{s\theta I_{\text{к}}}\left[1-\frac{T}{T_1}\right]. \tag{9.9'}$$

Величина $1-\frac{T}{T_1}=\frac{T_1-T}{T_1}$ — термический коэффициент полезного действия пороха r'. Получаем, что

$$r'=\frac{B\theta}{2}\psi=\frac{B\theta}{2}\frac{v}{v_{\text{к}}}, \tag{9.19}$$

или к. п. д. в первом периоде пропорционален первой степени скорости снаряда. При мгновенном сгорании имели $r' = v^2/v^2_{\text{пр}}$, т. е., что к. п. д. пропорционален квадрату скорости v^2. Следовательно, использование энергии газов при мгновенном сгорании выше, чем при постепенном.

Анализ баллистических элементов в момент получения $p_{\max}$

Подставляя в формулу (9.17) выражения для p_1 и B, а в формулу (9.19) ψ_m, получаем

$$p_{\max} = F_2(\theta)\frac{f\omega}{W_0 - \alpha\omega}\frac{f\omega\varphi m}{s^2 I_к^2} = F_2(\theta)\frac{f^2\omega^2 u_1^2 \varphi m}{s^2 e_1^2 (W_0 - \alpha\omega)}; \qquad (9.17'')$$

$$r'_m = \frac{B\theta}{2}\frac{1}{B(1+\theta)} = \frac{\theta}{2(1+\theta)}. \qquad (9.19')$$

При $\theta = 0{,}2$

$$r'_m = \frac{1}{12} = 0{,}0833 = \text{const}.$$

Кроме того,

$$v_m = \frac{f\omega}{sI_к}\frac{1}{(1+\theta)}. \qquad (9.16)$$

$$l_m = l_0(1 - \alpha\Delta)[F_1(\theta) - 1]. \qquad (9.14)$$

Из анализа этих зависимостей видно следующее.

Для пороха с постоянной поверхностью горения величина наибольшего давления $p_{\max}$ растет пропорционально квадрату силы пороха f, квадрату скорости горения u_1, более чем пропорциональна квадрату веса заряда ω [так как помимо ω^2 в числителе есть еще член $(W_0 - \alpha\omega)$ в знаменателе], прямо пропорциональна весу снаряда $q(mg)$ и коэффициенту φ и обратно пропорциональна квадрату толщины пороха $(I_к = e_1/u_1)$. Вообще же при данной Δ давление $p_{\max}$ меняется обратно пропорционально параметру B, так же как и величина ψ_m.

Скорость снаряда v_m меняется прямо пропорционально первой степени f, u_1, ω и обратно пропорционально толщине пороха $2e_1$; она совершенно не зависит от изменения веса снаряда q, в то время как $p_{\max}$ меняется пропорционально q. К. п. д. в момент получения $p_{\max}$ сохраняет постоянную величину 0,0833 независимо от изменения условий заряжаний; это весьма интересное свойство r'_m.

Путь снаряда l_m при данной Δ пропорционален l_0, т. е. объему каморы W_0, и в орудиях с большими каморами будет перемещаться дальше от начала движения. В данном орудии с определенной l_0 путь l_m зависит только от Δ или ω; чем больше Δ или ω, тем меньше l_m, тем ближе к началу движения получается $p_{\max}$.

При данном весе заряда путь снаряда l_m не зависит ни от силы пороха f, ни от толщины пороха $2e_1$, ни от скорости горения u_1, ни

от веса снаряда q. Эта интересная закономерность получена для пороха с постоянной поверхностью горения и при законе скорости горения $u=u_1 p$.

Как будет показано ниже, для порохов с семью каналами при $u=Ap^{\nu}$, где $\nu<1$, расположение максимумов давления $p_{\max}$ имеет обратную закономерность.

Элементы конца горения пороха ($\psi_к=1$)

$$v_к=\frac{sI_к}{\varphi m}. \tag{9.5''}$$

Из выражения (9.7')

$$l_к=l_0(1-\alpha\Delta)\left[\left(1-\frac{B\theta}{2}\right)^{-\frac{2}{\theta}}-1\right], \tag{9.7''}$$

$$1+y_к=\left(1-\frac{B\theta}{2}\right)^{-\frac{2}{\theta}}. \tag{9.7'''}$$

Из формулы (9.12)

$$p_к=p_1\frac{1-\frac{B\theta}{2}}{(1+y_к)^{1+\frac{\theta}{2}}}=p_1\left(1-\frac{B\theta}{2}\right)^{\frac{2+\theta}{\theta}}. \tag{9.12'}$$

Из формулы (9.18)

$$\frac{T_к}{T_1}=\frac{1}{(1+y_к)^{\frac{\theta}{2}}}=1-\frac{B\theta}{2}, \tag{9.18'}$$

$$r'_к=\frac{v_к^2}{v_{пр}^2}=\frac{B\theta}{2}. \tag{9.19''}$$

Из рассмотрения этих формул видно, что величины $p_к$, $T_к$ и $l_к$ зависят от параметра B: значение $T_к$ убывает линейно с увеличением B, давление $p_к$ убывает значительно быстрее, так как величина $1-\frac{B\theta}{2}$ имеет показатель степени $\frac{2+\theta}{\theta}=11$ (при $\theta=0{,}2$). Наоборот, путь снаряда к концу горения $l_к$ быстро растет по мере увеличения B, а к. п. д. $r'_к$ растет пропорционально B. Параметр же B растет в основном с увеличением $I_к=\frac{e_1}{u_1}$ толщины пороха или с уменьшением f, ω, u_1 и q. Скорость снаряда в конце горения пороха прямо пропорциональна $I_к$ и обратно пропорциональна весу снаряда q.

Элементы второго периода

Как известно, кривая давления газов во втором периоде является адиабатой и может быть выражена следующей зависимостью:

$$p = p_к\left(\frac{l_1+l_к}{l_1+l}\right)^{1+\theta} = p_к\left(\frac{1+y_к}{1+y}\right)^{1+\theta}. \qquad (9.12'')$$

Подставляя вместо $p_к$ и $1+y_к$ их выражения (9.12′) и (9.7‴), получим

$$p = \frac{p_1}{\left(1-\frac{B\theta}{2}\right)}\frac{1}{(1+y)^{1+\theta}}. \qquad (9.20)$$

Это – уравнение адиабаты с начальной ординатой $p_1' = \frac{p_1}{1-\frac{B\theta}{2}}$; чем больше параметр B, т. е. чем толще порох, тем больше p_1'; практически она начинается с абсциссы $l_к$ или $y_к$.

Из общего выражения для скорости снаряда во втором периоде, имея в виду (9.7‴), получим

$$v = v_{пр}\sqrt{1-\left(\frac{1+y_к}{1+y}\right)^{\theta}\left(1-\frac{B\theta}{2}\right)} = v_{пр}\sqrt{1-\frac{1}{\left(1-\frac{B\theta}{2}\right)}\frac{1}{(1+y)^{\theta}}} =$$

$$= v_{пр}\sqrt{1-\frac{T}{T_1}}, \qquad (9.21)$$

где

$$v_{пр} = \sqrt{\frac{2gf\omega}{\varphi\theta q}}.$$

Из формулы (9.21) имеем

$$\frac{T}{T_1} = \frac{1}{\left(1-\frac{B\theta}{2}\right)}\frac{1}{(1+y)^{\theta}}. \qquad (9.22)$$

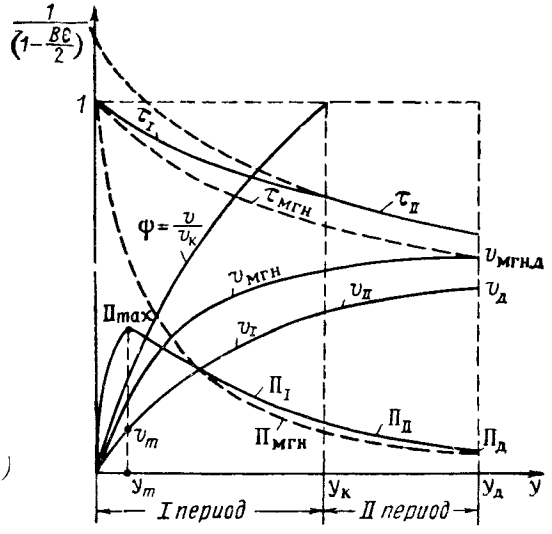
При подстановке в формулы (9.20), (9.21) и (9.22) величины $y_д = l_д/l_1$ получим выражения для характеристик в дульном срезе $p_д$, $v_д$ и $T_д$.

Сопоставление формул для T/T_1 и p/p_1 при мгновенном сгорании и для второго периода показывает, что в этих случаях имеет место адиабатический процесс с показателем $1+\theta$ в выражении для давления и θ – для температуры.

При постепенном сгорании пороха температура падает по тому же закону, но с показателем $\theta/2$, т. е. медленнее, чем в обычной адиабате, за счет постепенного подвода тепла при постепенном сго-

рании пороха. При этом к. п. д. в первом периоде пропорционален не квадрату скорости снаряда, а первой степени v (9.19).

Кривые $\Pi=\frac{p}{p_1}$, $\psi=\frac{v}{v_к}$, $\frac{T}{T_1}$ и v в первом и втором периодах, а также для случая мгновенного сгорания заряда изображены на фиг. 9.2.



Фиг 9.2. Баллистические кривые для случая $p_0=0$, $\sigma=1$.

$$\Pi=p/p_1;\ \Pi_{II}=\frac{p_{II}}{p_1};\ \Pi_д=\frac{p_д}{p_1}.$$

Если сопоставить при одном и том же значении y выражения для давления во втором периоде и при мгновенном сгорании, то получим:

при постепенном сгорании во втором периоде

$$p_{II}=p_1\frac{1}{\left(1-\frac{B\theta}{2}\right)}\frac{1}{(1+y)^{1+\theta}};$$

при мгновенном сгорании

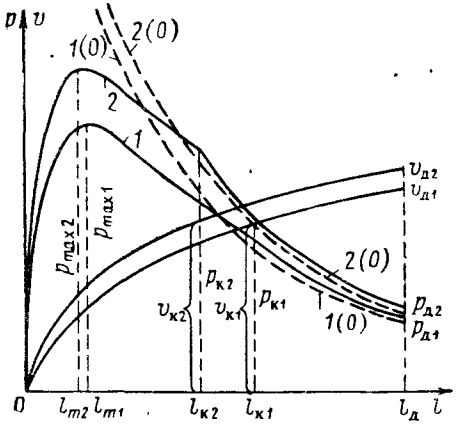
$$p_{мг}=p_1\frac{1}{(1+y)^{1+\theta}}$$

или

$$\frac{p_{II}}{p_0}=\frac{1}{1-\frac{B\theta}{2}}=\text{const}. \qquad (9.23)$$

Следовательно, для данного значения y или l отношение давления во втором периоде к давлению при мгновенном сгорании при той же плотности заряжания остается постоянным для любого пути снаряда (большего, чем $l_к$). Это отношение убывает с убыванием параметра B, т. е. с уменьшением толщины пороха.

Равенство (9.23) показывает, что кривая давления p, l при мгновенном сгорании действительно является «направляющей», по



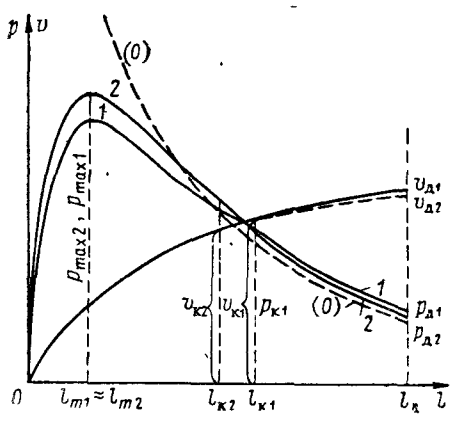
Фиг 9.3. Влияние изменения веса заряда ω и силы пороха f.

отношению к которой на определенном расстоянии над нею располагаются все адиабаты второго периода; чем тоньше порох, чем меньше B, тем ближе к «мгновенной» адиабате располагается кривая давления второго периода. В этом — одна из закономерностей, которая связывает между собой кривые давлений при действительном горении зарядов с разной толщиной порохов.

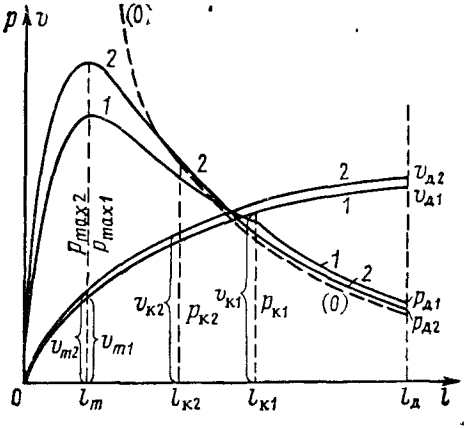
Приведенные выше формулы для простейшего случая ($\psi_0=0$, $\varkappa=1$, $\alpha=\frac{1}{\delta}$) позволяют непосредственно судить о зависимостях между баллистическими элементами при выстреле. Эти зависимости дают закономерности для положения и величины наибольшего давления газов p_{max} и скорости снаряда v_m, для тех же элементов в конце горения пороха и в момент прохождения дна снаряда через дульный срез, а также позволяют выяснить влияние на изменение этих элементов изменения различных условий заряжания.

Для иллюстрации этих закономерностей на фиг. 9.3 показано влияние изменения веса заряда ω и силы пороха f (они влияют примерно одинаково; только при изменении f не меняется l_m, а при увеличении ω давление p_{max} смещается к началу движения).

На фиг 9.4 показано влияние изменения веса снаряда; с увеличением q давление p_{max} растет пропорционально q, а кривые скоростей v, l в первом периоде совпадают, но $v_{к2}=\frac{sI_к}{\varphi m_2}<v_{к1}=\frac{sI_к}{\varphi m_1}$, так как $m_2>m_1$, и эта скорость смещена к началу движения,



Фиг. 9.4. Влияние изменения веса снаряда.



Фиг. 9.5. Влияние изменения толщины пороха.

$l_{к2}<l_{к1}$, а во втором периоде кривая v, l для снаряда с бóльшим q располагается ниже, чем для снаряда с меньшим q.

На фиг. 9.5 показано влияние толщины пороха: с уменьшением толщины пороха повышаются и кривая давления и кривая скорости снаряда, а l_m не меняется.

На всех фиг 9.3—9.5 пунктиром проведены адиабаты мгновенного сгорания пороха [индекс (0)]; кривые *1—1* соответствуют начальным значениям данного параметра; кривые *2—2* измененным значениям.

9.3. СОХРАНЕНИЕ p_{max}=const ПРИ ИЗМЕНЕНИИ НЕКОТОРЫХ УСЛОВИЙ ЗАРЯЖАНИЯ

Вывод основных зависимостей

Вопрос о сохранении p_{max}=const при изменении веса заряда ω имеет большое значение при баллистическом проектировании орудия, так как обычно величиной p_{max} задаются, а затем варьируют вес заряда и марку пороха, чтобы получить заданную (или наибольшую) начальную скорость снаряда.

Выведенные зависимости позволяют установить аналитическое условие сохранения давления p_{max} постоянным при изменении в данном орудии веса заряда или плотности заряжания.

В самом деле, выше получили зависимость (9. 17)

$$p_{\max}=F_2(\theta)\frac{p_1}{B}=F(\theta)\frac{f\omega}{W_0-\alpha\omega}\frac{f\omega\varphi m}{s^2I_к^2}.$$

При данной природе пороха (f, α, u_1—const) и данном весе снаряда q можно изменять $p_{\max}$ либо изменением Δ или ω, либо изменением $I_к=e_1/u_1$. Увеличивая вместе с Δ величину $2e_1$ или $I_к$, можно сохранить $p_{\max}$ постоянным. Условие постоянства давления получаем в виде

$$p_{\max}=F_2(\theta)\frac{1}{B}\frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}=\text{const}.$$

Группируя постоянные величины вместе и обозначая их через a_m:

$$a_m=\frac{f}{p_{\max}}F_2(\theta)=\text{const}$$

и перенося изменяющиеся величины в левую часть, получаем условие сохранения $p_{\max}=\text{const}$ в виде

$$B\left(\frac{1}{\Delta}-\alpha\right)=a_m=\text{const},$$

или

$$B=\frac{a_m\Delta}{1-\alpha\Delta}. \qquad (9.24)$$

Следовательно, параметр B должен расти быстрее, чем плотность заряжания Δ.

Зная a_m и задаваясь Δ, можной найти величину B, обеспечивающую получение заданного $p_{\max}$; по величине B находят соответствующие значения $2e_1$ или $I_к$.

Условие (9. 24) показывает, что для сохранения постоянства давления $p_{\max}$ при увеличении Δ необходимо увеличивать параметр B, или, иначе говоря, увеличивать толщину пороха $2e_1$, так, чтобы перекрыть уменьшение B, получающееся от увеличения веса заряда ω вместе с увеличением Δ.

Из условия (9. 24) постоянства наибольшего давления для данного орудия, снаряда и пороха определенных физико-химических качеств (f, α, u_1, δ) можно установить непосредственную зависимость между весом заряда ω, толщиной пороха $2e_1$ или его импульсом давления $I_к=e_1/u_1$ и приведенной длиной свободного объема каморы W_1 в конце горения:

$$l_1=l_0\ (1-\alpha\Delta).$$

В самом деле, подставляя значение B в формулу для a_m и заменяя в знаменателе Δ через ω/W_0, получим

$$\frac{s^2I_к^2W_0(1-\alpha\Delta)}{f\omega\varphi m\omega}=a_m.$$

Перенося в правую часть все постоянные величины и обозначая их через K_m, получим

$$\frac{I_к^2 W_1}{\omega^2} = F_2(\theta)\frac{f^2\varphi m}{s^2 p_{max}} = K_m,$$

где $W_1 = W_0(1 - \alpha\Delta)$.

Вычислив заранее K_m из условий заряжания и рассчитав величину заряда ω, обеспечивающую получение заданной начальной (дульной) скорости $v_д$, получаем связь между импульсом давления $I_к = e_1/u_1$ и весом заряда ω в виде

$$I_к = \frac{\sqrt{K_m}\omega}{\sqrt{W_0 - \alpha\omega}}. \qquad (9.25)$$

Следовательно, для того чтобы в данном орудии давление p_{max} при изменении веса заряда оставалось постоянным, полный импульс давления $I_к$ или толщину пороха $2e_1$ надо менять несколько больше, чем вес заряда.

Применим формулу (9.25) для расчета толщины пороха к 76-*мм* пушке при изменении веса заряда и при сохранении p_{max}=const=2320 *кг/см*^{2}.

Условия заряжания известны; размерность в *кг · дм · сек*.

$$W_0 = 1{,}654;\ s = 0{,}4693;\ \omega = 0{,}930;\ q = 6{,}5;\ f = 9\ 10^5;$$

$$\alpha = 1;\ u_1 = 7{,}5\ 10^{-6};\ \varphi = 1{,}08;\ \theta = 0{,}2;\ p_{max} = 2320 \cdot 10^2\ кг/дм^2.$$

Рассчитаем значение $\sqrt{K_m}$:

$$\sqrt{K_m} = \sqrt{\frac{F_2(\theta) f^2 \varphi m}{s^2 p_{max}}} = \sqrt{\frac{0{,}32 \cdot 9^2 \cdot 10^{10} \cdot 1{,}08 \cdot 0{,}0663}{0{,}4693^2 \cdot 2{,}32 \cdot 10^5}} = 603.$$

Определяем $I_к = \frac{e_1}{u_1}$:

$$I_к = \frac{\sqrt{K_m}\omega}{\sqrt{W_0 - \alpha\omega}} = \frac{603 \cdot 0{,}930}{\sqrt{1{,}654 - 0{,}930}} = 660\ кг \cdot сек/дм^2;$$

$$2e_1 = I_к 2u_1 = 2 \cdot 660 \cdot 7{,}5 \cdot 10^{-6} = 0{,}0099\ дм = 0{,}99\ мм \approx 1{,}0\ мм.$$

Эта величина соответствует толщине ленточного или трубчатого пороха (марки СП), который применялся в 76-*мм* пушке и при заряде ω_1=0,930 *кг* сообщал снаряду скорость $v_{д1}$=588 *м/сек*.

Как оказалось, из этой же пушки можно стрелять при заряде ω_2=1,08 *кг* и при том же p_{max} получать $v_{д2}$=620 *м/сек*.

Определим по формуле (9.25) толщину пороха в этом случае. Так как $\sqrt{K_m}$ остается тем же, как и в первом случае, то

$$I_{к2} = \frac{603 \cdot 1{,}08}{\sqrt{1{,}654 - 1{,}08}} = \frac{603 \cdot 1{,}08}{0{,}757} = 860\ кг/дм^2\ сек,$$

что при той же скорости u_1 даст толщину трубчатого пороха $2e_1 = 2{,}75 \cdot 10^{-6} \cdot 860 = 0{,}0129$ *дм* $= 1{,}29$ *мм*. Следует отметить, что толщина штатного ленточного пороха (марка $С_{42}$), который при заряде 1,080 *кг* и том же давлении p_{max} сообщал снаряду скорость $v_д = 620$ *м/сек*, составляла 1,28 *мм*.

В дальнейшем эти ленточные пороха были заменены порохами с семью каналами 7/7 вместо СП и 9/7 вместо $С_{42}$.

Отношение полученных расчетом импульсов $I_{к2}/I_{к1}$ оказывается равным отношению толщин порохов $С_{42}$ и СП.

В самом деле,

$$\frac{I_{к2}}{I_{к1}} = \frac{860}{660} = 1{,}3 = \frac{9}{7}.$$

Эти расчеты показывают, что выведенные на основе приближенных зависимостей формулы дают результаты, близкие к опытным данным, и по ним можно рассчитывать относительное изменение толщины пороха с изменением заряда при условии сохранения одного и того же наибольшего давления p_{max}.

Изменение начальной скорости снаряда в данном орудии при сохранении $p_{max} = \text{const}$

Выше было показано, что в данном орудии с определенной величиной $\Lambda_д = l_д/l_0$ можно, меняя одновременно заряд и толщину пороха, сохранять p_{max} постоянным.

Как при этом будет меняться дульная скорость снаряда $v_д$?

Для $v_д$ имели выражение

$$v_д^2 = v_{пр}^2 \left[1 - \frac{1}{\left(1 - \frac{B\theta}{2}\right)} \frac{1}{(1+y_д)^\theta} \right],$$

где

$$v_{пр}^2 = \frac{2g}{\varphi} \frac{f}{\theta} \frac{\omega}{q}; \quad y_д = \frac{l_д}{l_0(1-\alpha\Delta)} = \frac{\Lambda_д}{1-\alpha\Delta}.$$

Условие сохранения $p_{max} = \text{const}$ имели в виде

$$B = \frac{a_m \Delta}{1 - \alpha\Delta}, \tag{9.24}$$

где

$$a_m = F_2(\theta) \frac{f}{p_{max}}.$$

Скорость $v_{пр}^2$ можно выразить через Δ и, подставляя в выражение $1 - \frac{B\theta}{2}$ величину B из уравнения (9.24), получим $v_д^2$ в функции Δ при условии сохранения $p_{max} = \text{const}$. Продифференцировав

это выражение по Δ и приравняв к нулю, можно найти условие получения наибольшей скорости $v_д$ в данном орудии при данном значении $\Lambda_д$.

Но выражение $v_д^2$ в функции Δ получается громоздким, и еще более громоздкой получается производная $d(v_д^2)/d\Delta$. Поэтому проще для ряда значений $\Lambda_д$ и p_{max} подсчитать величины $v_д$ при сохранении $p_{max}=\text{const}$.

Наименьшая плотность заряжания Δ_1, при которой получается заданное наибольшее давление p_{max}, будет получаться в случае мгновенного сгорания заряда, когда он сгорает весь до начала движения снаряда.

В таком случае из выражения

$$p_1 = p_{max} = \frac{f\Delta_1}{1-\alpha\Delta_1}$$

определяется Δ_1:

$$\Delta_1 = -\frac{p_{max}}{f+\alpha p_{max}}.$$

Этому значению Δ_1 соответствует определенная скорость $v_{д1}$.

При постепенном увеличении плотности заряжания при условии сохранения $p_{max}=\text{const}$ кривые p, l сначала не будут иметь аналитического максимума. Первый аналитический максимум появится при той Δ_2, при которой давление в конце горения $p_{к2}$ будет равно p_{max}. После этого с увеличением веса заряда ω при одновременном увеличении $l_к$ скорость $v_д$ будет расти до некоторого предела.

Исследования проф. И. П. Граве показали, что при данном наибольшем давлении p_{max} наибольшая скорость снаряда $v_{д\,max}$ получается при плотности заряжания Δ_m, которая несколько меньше той Δ_i, при которой сгорание пороха получается в момент вылета снаряда, т. е. при прохождении его дна через дульный срез. При $\Delta=\Delta_m$ конец горения пороха получается на пути $l_к \approx \frac{2}{3} l_д$, а $v_{д\,m} > v_{д\,i}$.

Эта закономерность справедлива для значений $\Lambda_д = l_д/l_0$ от 3 до 10—12, т. е. для принятых теперь $\Lambda_д$ и для любых значений p_{max}.

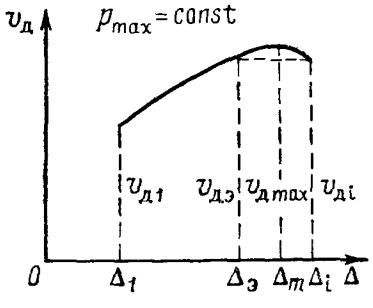
Следовательно, для пороха данной природы и формы существует такая плотность заряжания $\Delta=\Delta_m$, для которой при заданном давлении p_{max} начальная скорость снаряда будет наибольшей. Эту плотность заряжания $\Delta=\Delta_m$ называют *наивыгоднейшей*. Разница между $v_{д\,m}$ и $v_{д\,i}$ невелика (0,5÷2%).

Если построить график изменения $v_д$ в функции Δ при сохранении $p_{max}=\text{const}$, то эта кривая имеет при $\Delta=\Delta_1$ значение $v_д=v_{д1}$, дальше $v_д$ растет, при $\Delta=\Delta_m$ проходит через максимум $v_{д\,m}$, после чего при увеличении Δ до Δ_i убывает до $v_{д\,i}$ (фиг. 9.6).

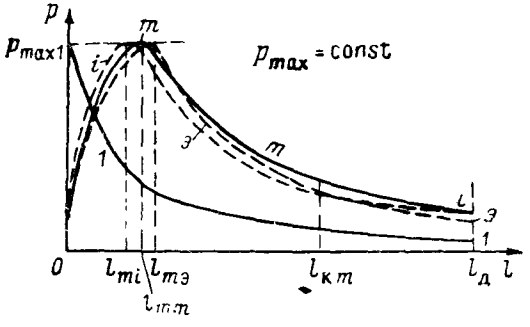
Кривые давления в функции пути при тех же различных Δ и при p_{max}=const изображены на графике фиг. 9.7. Индексы 1, э, m, i соответствуют упомянутым плотностям заряжания.

Полученные проф. И. П. Граве выводы о наличии $v_{д\,max}$ были потом подтверждены расчетами по таблицам ГАУ и другим таблицам.

Кривая $v_д$, Δ имеет максимум при $\Delta=\Delta_m$; $v_{д\,i}<v_{д\,m}$. Следовательно, на фиг. 9.6 влево от Δ_m имеется такая плотность заряжания $\Delta_э<\Delta_m<\Delta_i$, при которой $v_{д\,э}=v_{д\,i}$.



Фиг. 9.6. Изменение скорости снаряда при изменении Δ и при сохранении p_{max}=const ($u=u_1p$)



Фиг. 9. 7. Кривые давления при разных Δ и при p_{max}=const ($u=u_1p$).

Так как $\Delta_э$ значительно меньше Δ_i (на 10—15%), то плотность заряжания $\Delta_э$, обеспечивающую почти наибольшую начальную скорость снаряда из данного орудия при данном p_{max}, называют *экономической* плотностью заряжания; сгорание пороха при этом получается раньше, чем при Δ_m.

Следовательно, при данном p_{max} в данном орудии имеем такую зависимость для баллистических характеристик:

$$\left.\begin{aligned}
&\Delta_1<\Delta_2<\Delta_э<\Delta_m<\Delta_i,\\
&0=l_{к1}<l_{к2}<l_{к\,э}<l_{к\,m}<l_{к\,i},\\
&0=l_{к1}<l_{к2}<l_{к\,э}<l_{к\,m}<l_{к\,i},\\
&v_{д1}<v_{д2}<v_{д\,э}<v_{д\,m}>v_{дi}\\
&v_{д\,э}=v_{д\,i}.
\end{aligned}\right\} \qquad (9.25)$$

При $\Delta=\Delta_1$ происходит мгновенное сгорание заряда; $l_{к1}=0$. При $\Delta>\Delta_i$ получается несгорание пороха.

Более подробно исследование баллистических характеристик при различных плотностях заряжания будет проведено в гл. X.

9.4. ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЗАКОНА СКОРОСТИ ГОРЕНИЯ НА ИЗМЕНЕНИЕ НЕКОТОРЫХ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫСТРЕЛА

Закон скорости горения $u=Ap^{\nu}$

При изложении основ физического закона горения было показано, что для порохов с узкими каналами, в том числе и для порохов с семью каналами, неприменим закон скорости горения $u=u_1 p$, так как в узких каналах создаются особые условия для горения пороха, каких нет при горении порохов без каналов. Эти особые условия влияют на расхождение интегральных кривых при разных плотностях заряжания и приводят к новым закономерностям и в условиях стрельбы из орудия. Это подтверждается обработкой по таблицам ГАУ результатов стрельб из гаубиц при разных зарядах: с увеличением Δ от 0,15 до 0,50÷0,60 импульс $I_к$ пороха с семью каналами растет. Между тем при $u=u_1 p$ он должен быть постоянным. Это изменение $I_к$ с изменением Δ при стрельбе из орудия полностью согласуется с аналогичным изменением импульсов $I_к$ при сжигании этих же порохов в манометрической бомбе. Тем самым подтверждается справедливость для них закона скорости горения в виде $u=Ap^{\nu}$, где $\nu<1$.

Рассмотрим, как при законе $u=Ap^{\nu}$ изменятся те закономерности, которые были установлены между конструктивными данными канала ствола, условиями заряжания и баллистическими элементами выстрела при законе $u=u_1 p$.

Как было показано в гл. III, при $u=u_1 p$ и геометрическом законе горения прогрессивность горения пороха определяется только его формой и характером изменения горящей поверхности.

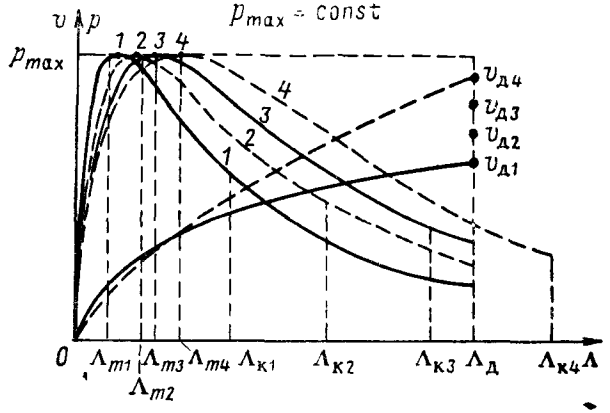
При зависимости $u=Ap^{\nu}$ и физическом законе горения прогрессивность горения пороха определяется не только формой пороха, но и плотностью заряжания, при которой проводится стрельба, так как с изменением Δ меняется неравномерность условий горения на наружной поверхности и внутри каналов пороха.

В результате при действительном горении пороха в орудии при увеличении плотности заряжания прогрессивность горения растет, а это должно перемещать положение наибольшего давления p_{max} вперед, а не назад, как это получается при законе скорости горения $u=u_1 p$.

При зависимости $u=Ap^{\nu}$, где $\nu<1$, перемещение p_{max} с изменением Δ обратно тому, которое получается на основе зависимости $u=u_1 p$; при этом должны измениться и закономерности, связывающие конструктивные данные канала ствола и условия заряжания.

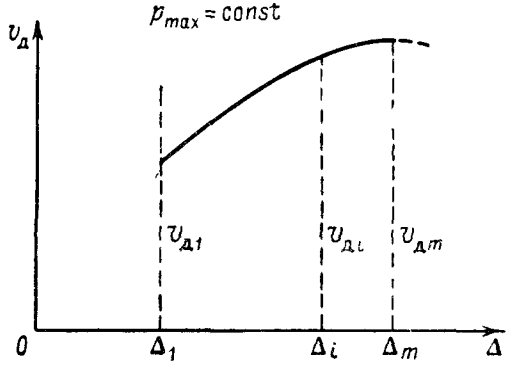
Расположение кривых p, Λ или p, l с изменением Δ на фиг. 9.8 получается обратным тому, что было изображено на фиг. 9.7.

С увеличением Δ (см. кривые *1, 2, 3, 4*) p_{max} перемещается не назад, а вперед, к дульному срезу и, следовательно, зависимость $l_m = l_0(1-\alpha\Delta)[F_1(0)-1]$ для этого случая неприменима.



Фиг. 9.8. Кривые давления и скоростей при разных Δ и при p_{max}=const ($u=Ap^{\nu}$).

При заданных p_{max} и $\Lambda_д$ максимум скорости $v_д$ получается при $\Delta_m > \Delta_i$, соответствующей сгоранию заряда при прохождении дна снаряда через дульный срез, т. е. при неполном сгорании пороха в канале орудия (фиг. 9.9).



Фиг. 9.9. Изменение скорости снаряда при изменении Δ и при p_{max}=const ($u=Ap^{\nu}$).

Общее увеличение веса заряда (или плотности заряжания) при одновременном увеличении толщины пороха и импульса $I_к$ (чтобы сохранить p_{max}=const) повышает среднее давление $p_{ср}$, что в свою очередь увеличивает скорость $v_д$ до $v_{д\,max}$, несмотря на несгорание некоторой части заряда (1÷2%).

Эти величины Δ_m, при которых получаются $v_{д\,max}$ при разных $\Lambda_д$, значительно выше тех, которые получаются при ленточных порохах по таблицам ГАУ.

Таким образом, при законе скорости горения $u=Ap^\nu$, где $\nu<1$, закономерности взаимного расположения баллистических кривых p, l и изменения величины начальной скорости $v_д$ с изменением веса заряда при сохранении давления p_{max} постоянным получаются иными, чем при законе скорости горения $u=u_1p$.

Влияние изменения показателя ν на баллистические элементы выстрела

Исследования показали, что уменьшение ν в формуле $u=Ap^\nu$ равносильно увеличению прогрессивности горения; увеличение ν аналогично увеличению дегрессивности горения.

С увеличением ν давление p_{max} растет и тем больше, чем ν ближе к единице; положение максимума давления несколько смещается к началу движения снаряда; кривая p, l поднимается более круто, а затем падает также более круто, в падающих ветвях пересекается и дальше располагается, хотя и очень близко одна к другой, но в обратном порядке, и тем выше, чем меньше ν. Кривые v, l располагаются тем выше, чем больше ν; сначала они расходятся, но после пересечения кривых p, l располагаются почти эквидистантно.

Можно рекомендовать следующие поправочные формулы для выражения зависимости изменения $\Delta p_{max}/p_{max}$ и $\Delta v_д/v_д$ от изменения $\Delta\nu/\nu$ (при $\nu=0{,}80\div1{,}0$):

$$\frac{\Delta v_д}{v_д}=l_\nu\frac{\Delta\nu}{\nu};\qquad \frac{\Delta p_{max}}{p_{max}}=m_\nu\frac{\Delta\nu}{\nu}.$$

Здесь $l_\nu=0{,}50$ с тенденцией уменьшения до 0,35 по мере приближения ν к единице *;

$m_{\nu_{ср}}=1{,}45$ с тенденцией роста от 1,20 при $\nu=0{,}8$ до 1,65 при $\nu\approx1$.

Закон $u=u_1p$ и u_1 переменном

Как было показано в гл. III, при изменении давления от 50 до 6000 *кг/см²* для пироксилиновых порохов коэффициент u_1 при малых давлениях от 50 до 600 *кг/см²* меняется от 0,120 до 0,070 $\frac{мм/сек}{кг/см^2}$; после этого величина u_1 остается постоянной и равной 0,070 (для определений толщины пороха около 2 *мм*) до $p=6000$ *кг/см²*.

Проследим изменение баллистических элементов выстрела по сравнению с таковыми при обычном законе $u=u_1p$, где $u_1=\text{const}$,

* Проф. Поланский (Чехословакия) дает значительно более высокие значения l_ν и m_ν («Известия Артакадемии», т. 111, 1958).

в течение всего процесса горения, как обычно принимается при решении основной задачи внутренней баллистики.

Для предварительного анализа можно воспользоваться формулой

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_0 = \frac{\varkappa\sigma_0 u_1}{e_1}\,\frac{f\omega}{sl_{\psi_0}}\,p_0. \qquad (9.26)$$

Исследования показали, что с изменением параметров, входящих в правую часть равенства (9.26), соответственно меняются не только $(dp/dt)_0$, но и наибольшее давление $p_{\max}$, положение же его, т. е. путь l_m меняется очень слабо, максимум давления остается почти на том же месте.

Но, если параметры, входящие в правую часть равенства (9.26), изменяются по мере сгорания заряда (например, σ при горении пороха дегрессивной или прогрессивной формы или u_1 при флегматизованном порохе), то меняются и $p_{\max}$ и его положение, т. е. путь l_m: при дегрессивном горении с убыванием σ и u_1 растет и убывает путь l_m; при прогрессивном горении с возрастанием σ и u_1 величина $p_{\max}$ убывает, а путь l_m растет.

Этот качественный вывод был подтвержден многочисленными расчетами.

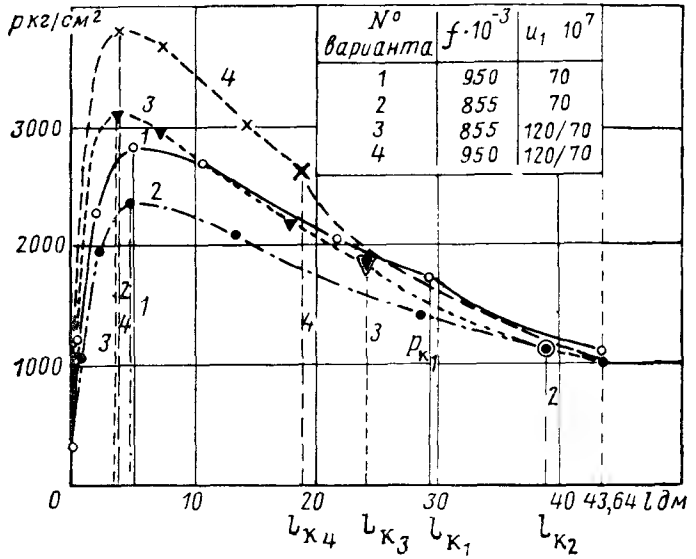
В качестве примера приведем результаты расчетов при разных u_1 постоянных и переменных и при разных значениях силы пороха (const). Эти результаты * сведены в табл. 9.1 и показаны на графиках фиг. 9.10 и 9.11.

Таблица 9.1

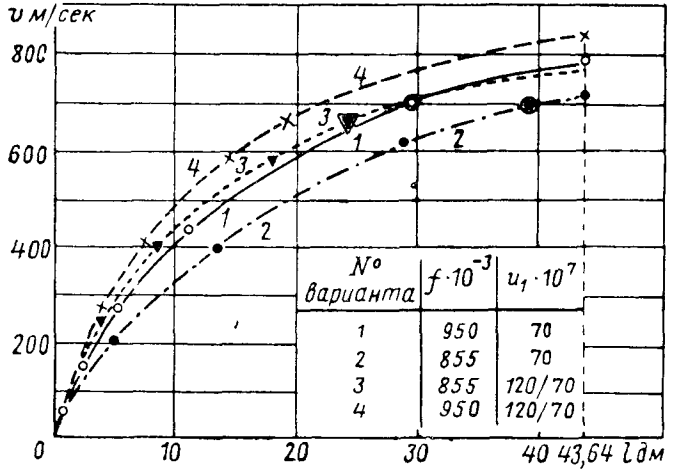
Значения баллистических элементов при разных u_1

Элемент	Вариант №			
	1	2	3	4
f в *т·м/кг*	95	85,5	85,5	95
$u_{1(50)}\cdot 10^7$	70	70	120	120
$u_{1(>600)}\cdot 10^7$	70	70	70	70
$p_{\max}$ в *кг/см²*	2830	2370	3130	3820
l_m в *дм*	5,05	4,75	3,64	3,70
$p_к$	1750	1165	1860	2640
$l_к$	29,1	39,0	24,2	19,0
$p_д$	1110	1025	965	1050
$v_д$	783	722	780	841

* М. Е. Серебряков, Физический закон горения во внутренней баллистике, Оборонгиз, 1940, стр. 141—145.



Фиг. 9.10 Влияние f и u_1 на давление газов в канале ствола.



Фиг. 9.11. Влияние f и u_1 на скорость снаряда в канале ствола.

Сопоставление вариантов 1 и 4 или 2 и 3 показывает, что при одинаковой силе пороха изменение во время горения пороха только u_1 от $120 \cdot 10^{-7}$ до $70 \cdot 10^{-7} \frac{дм/сек}{кг/дм^2}$ резко повышает давление p_{max} (на 35—32%), переносит его к началу движения почти на

25%, повышает $p_к$ на 50—60%, уменьшая $l_к$ на 35—38%, и увеличивает начальную скорость снаряда на 7—8%.

Следовательно, переменная величина u_1 в начальной стадии горения * оказывает большое влияние на изменение основных баллистических элементов выстрела.

Сопоставление вариантов 1 и 3 (см. табл. 9. 1) показывает, что то же увеличение u_1 в начальной стадии горения и убывание ее до постоянной величины $u=0{,}0_570$ при больших давлениях, несмотря на уменьшение силы с 95 до 85,5, т. е. на 10%, дает практически ту же начальную скорость снаряда $v_д$ (783 и 780 *м/сек*) при несколько бо́льшем давлении и при более «острой» кривой давления. Второй период получается в варианте 3 большой, и это при меньшей силе пороха приводит к более резкому снижению давления, так как $p_{дз}$ получается 965 вместо $p_{д1}=1110$ (см. кривые *1* и *3* на фиг. 9. 11).

Такое изменение u_1 от наибольшей величины до какой-то постоянной практически дает дегрессивное горение пороха, так как даже при порохе с постоянной поверхностью горения интенсивность газообразования $\Gamma=\frac{\varkappa\sigma_0}{e_1}u_1$ будет меняться, убывая от наибольшей в начале горения до какой-то постоянной величины.

9. 5 ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ПОРОХА И ЕГО РАЗМЕРОВ НА ДАВЛЕНИЕ ГАЗОВ И СКОРОСТЬ СНАРЯДА

Влияние формы пороха при данной толщине его

Анализ формул для скорости нарастания давления

$$\frac{dp}{dt}=\frac{p}{l_ф+l}\left\{\frac{f\omega}{s}\frac{\varkappa\sigma u_1}{e_1}\left[1+\left(\alpha-\frac{1}{\delta}\right)\frac{p}{f}\right]-(1+\theta)v\right\}$$

и

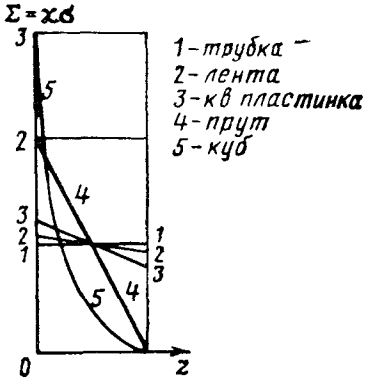
$$\frac{dp}{dl}=\frac{1}{v}\frac{dp}{dt}$$

показывает, что влияние формы зерна определяется величиной $\varkappa\sigma$, и уже на основании исследования влияния переменной величины u_1 можно сказать, что при возрастании дегрессивности формы пороха (увеличивается $\varkappa$ и более резко убывает σ) кривые давления изменятся качественно так же, как изменялись при переменной u_1.

Меняя форму пороха при данной его природе и толщине, и вместе с тем меняя $\varkappa\sigma$, можно в широких пределах изменять величину p_{max} и его положение в канале ствола, а также скорость $v_д$.

* Если бы такое же изменение u_1 происходило не в начале горения заряда, а в конце, например, от $z=0{,}70$ до 1, то изменение всех баллистических элементов было бы значительно меньше, так как к этому моменту заснарядный объем значительно увеличится и влияние изменения u_1 скажется в гораздо меньшей степени.

Для сравнения возьмем при данной плотности заряжания три формы пороха — ленту (2), брусок (4) и куб (5) *; кроме того, на графиках p, l и v, l (см. фиг. 9.13) построим кривые для мгновенного сгорания заряда.



Фиг. 9.12. Изменение Σ, z с изменением формы пороха при ω и e_1=const.

Обозначим $\chi\sigma=\sum$; для начала горения $\sum_0=\chi$; для конца горения $\sum_к=\chi\sigma_к$. Значения χ и $\sigma_к$ для этих порохов известны. Для построения графика $\sum, z$ надо ординаты кривых σ, z умножать на величины χ для взятых форм порохов.

Все эти величины известны (см. табл. 9.2).

Таблица 9.2

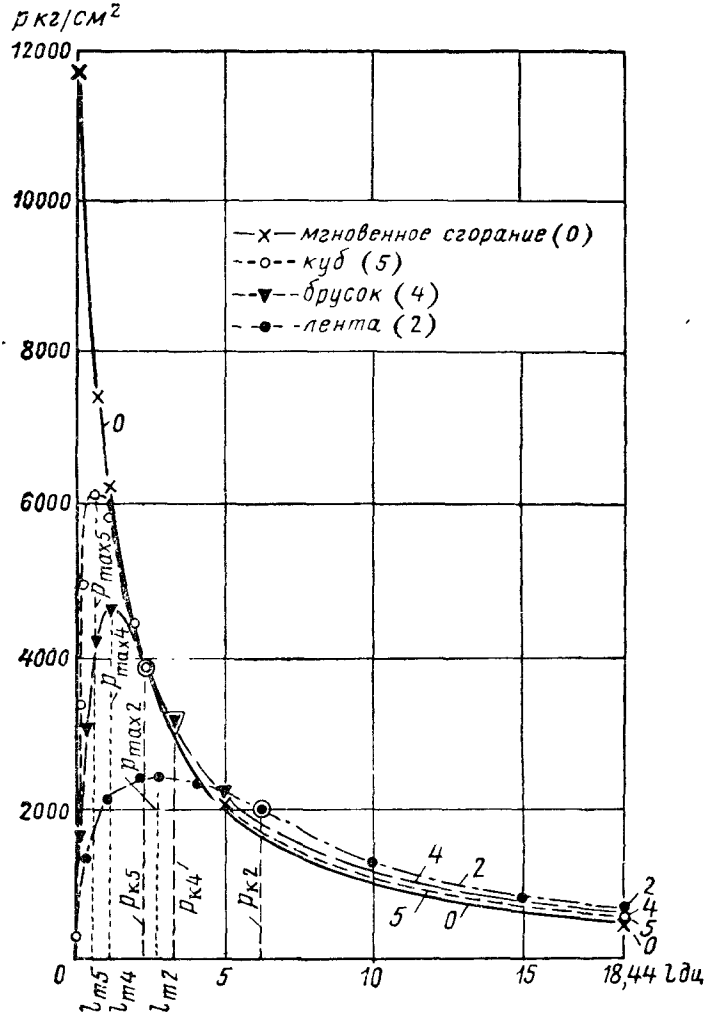
Значения характеристик формы

Форма порохов	$\Sigma_0=\chi$	$\sigma_к$	$\Sigma_к=\chi\sigma_к$
Лента (2)	1,06	0,89	0,943
Брусок (4)	~2,0	0	0
Куб (5)	3,0	0	0

Кривые $\sum, z$ нанесены на график 9.12. Как известно, $\chi\sigma=\frac{d\psi}{dz}$, $\int_0^z \chi\sigma\,dz=\int_0^z \frac{d\psi}{dz}dz=\int_0^\psi d\psi=\psi$ и $\int_0^1 \chi\sigma\,dz=1$. Следовательно, полная площадь кривой $\int_0^1 \sum dz=1$ для любой формы пороха.

* Цифры в скобках обозначают номера этих форм порохов, какие они имели на графиках σ, z и ψ, z в гл. III.

Диаграмма $\sum$, z показывает, как постепенное разрезание одной и той же ленты на бруски и на кубики (той же толщины) меняет быстроту газообразования $\left(\text{потому что } \frac{d\psi}{dt} = \frac{\Sigma}{e_1} u_1 p = \frac{\Sigma}{I_к} p\right)$.



Фиг. 9.13. Влияние формы зерна на кривые давления в канале ствола

Расчеты и построенный по ним график p, l (фиг. 9.13) показывают, как при этом меняются основные баллистические элементы выстрела. Ниже в табл. 9.3 приведены величины p_{max}, l_m, $l_к$, $v_д$, $v_{д\,i}/v_{д0}$, а также характеристики $\eta_к$, η_0, $\eta_д$.

Таблица 9.3

Баллистические характеристики выстрела

№ пороха	Порох	p_{max} кг/см²	$v_д$ м/сек	l_m см	$l_к$ см	$v_д/v_{д0}$ %	$\eta_к = l_к/l_д$	$\eta_\omega = \frac{mv^2}{2\omega}$	$\eta_д = \frac{p_{ср}}{p_{max}}$
0	Мгновенное сгорание	11 700	690	0	0	100	0	150	0,17
2	Лента	2 380	590	26	63	85,5	0,34	110	0,60
4	Брусок	4 600	676	12	33	95,1	0,18	136	0,31
5	Куб	6 200	681	6	23	98,8	0,125	147	0,23

Эти данные и график p, l (см. фиг. 9.13) показывают, что с увеличением дегрессивности формы при переходе от ленты к кубу величина p_{max} растет почти пропорционально величине $\varkappa$, смещаясь к началу движения (l_m убывает от 26 до 6); конец горения также смещается к началу движения $l_к$ обратно пропорционально $\varkappa$, а давление $p_к$ растет. При этом кривая давления p, l заполняет все бо́льшую часть площади кривой p, l при мгновенном сгорании пороха, и поэтому дульная скорость снаряда растет с увеличением дегрессивности формы (от 590 до 681), так как $v = \sqrt{\frac{2s}{\varphi m}\int_0^{l_д} p\,dl}$.

Отношение $v_д$ при постепенном сгорании пороха к $v_{д0}$ при мгновенном сгорании меняется от 85,5 до 98,8% при переходе от ленты к кубу.

С увеличением дегрессивности при том же заряде растет и скорость $v_д$ и давление p_{max}.

Но в то время как давление p_{max} растет, очень быстро изменяясь почти пропорционально величине $\varkappa$, скорость $v_д$ растет значительно медленнее.

В первом приближении можно пользоваться поправочными формулами

$$\frac{\delta p_{max}}{p_{max}} = 1{,}1\,\frac{\delta\varkappa}{\varkappa}; \quad \frac{\delta v_д}{v_д} = \left(\frac{1}{3}\ldots\frac{1}{6}\right)\frac{\delta\varkappa}{\varkappa},$$

где 1/3 для $\varkappa \approx 1$; 1/6 для $\varkappa \approx 2$.

Каждая из кривых p, l, получающихся при постепенном сгорании пороха, пересекает кривую p, l мгновенного сгорания на падающей ветви своего первого периода и располагается тем ближе к ней, чем дегрессивнее порох.

Коэффициент использования единицы веса заряда η_ω при мгновенном сгорании заряда имеет наибольшую величину 150 $т \cdot м/кг$;

по мере уменьшения дегрессивности он убывает до 110 при $\varkappa=1{,}06$. Коэффициент заполнения диаграммы $\eta_д=p_{ср}/p_{max}$ изменяется в обратном направлении — от 0,17 при мгновенном сгорании до 0,60 при ленточном порохе.

Вопрос о теоретическом анализе влияния формы пороха на баллистические элементы выстрела при $\varkappa\neq 1$ освещен в учебнике проф. И. П. Граве *.

Эти формулы были затем переработаны и развиты другими авторами. Полученные ими формулы для случая $\varkappa\neq 1$, $p_0=0$ и $\alpha=\frac{1}{\delta}$ в основном имеют тот же вид, что и для $\varkappa=1$, но несколько более сложны. Однако они позволяют провести анализ общих закономерностей изменения баллистических элементов с изменением формы пороха по сравнению с порохом трубчатой формы.

Ниже приводятся формулы для $y_m=\frac{l_m}{l_1}$, p_{max} и затем формулы для изменения p_{max} и $v_д$ при переходе от трубчатого пороха с характеристикой формы $\varkappa=1$ к пороху дегрессивному с $\varkappa>1$ или прогрессивному с $\varkappa<1$.

$$y_m=\left(\frac{1+2\frac{B_1}{B}}{1+\frac{B_1}{B}}\right)^{\frac{B}{B_1}}-1, \qquad (9.27)$$

$$p_{max}=\frac{p_1}{B}\varphi(\varkappa), \qquad (9.28)$$

где $\varphi(\varkappa)=\varkappa^2\dfrac{\left(1+\frac{B_1}{B}\right)^{1+\frac{B_1}{B}}}{\left(1+2\frac{B_1}{B}\right)^{2+\frac{B}{B}}}$.

Анализ формулы (9.27) показывает, что с уменьшением $B_1=\frac{B\theta}{2}-\varkappa\lambda$ (при переходе к пороху прогрессивной формы) y_m растет, и максимум давления перемещается к дульному срезу, а с увеличением B_1 (для дегрессивных форм порохов) y_m убывает.

Для изменения давления p_{max} и $v_д$ с изменением $\varkappa$ даются формулы

$$\Delta_\varkappa p_{max}=0{,}42\,(\varkappa-1)\frac{p_1}{B}\left(1{,}53-\frac{0{,}99}{B}\right)^{**}, \qquad (9.29)$$

---

* И. П. Граве, Пиродинамика, вып. 1, изд. Артакадемии им. Дзержинского, 1933, стр. 84—88.

** $\Delta_\varkappa p_{max}$ — увеличение или уменьшение давления p_{max} при $\varkappa\neq 1$ по сравнению с p_{max} при порохе с постоянной поверхностью горения — трубчатом.

$$\Delta_x\left(\frac{v_д}{v_{пр}}\right)^2=(x-1)\zeta'(1), \qquad (9.30)$$

где $\zeta'(1)>0$.

Анализ этих формул показывает, что при $B>\frac{0,99}{1,65}=0,65$ (а это будет практически всегда) знак $\Delta_x p_{max}$ совпадает со знаком $(x-1)$. Следовательно, пороха дегрессивной формы дают повышение p_{max} пороха прогрессивной формы — снижение давления по сравнению с p_{max} для трубчатого пороха.

Знак $\Delta_x p$ (для текущего давления в первом периоде) тоже совпадает со знаком $(x-1)$, и, следовательно, давление при горении дегрессивных порохов на всем диапазоне изменения давления будет выше, чем давление при горении трубчатых порохов с $x=1$; для прогрессивных порохов имеем обратное соотношение. Получается, что в первом периоде кривые давлений для порохов с разной формой зерна при данной толщине свода $2e_1$ и весе заряда ω не могут пересекаться. Кривая давления дегрессивного пороха во втором периоде пересекается с кривыми для трубчатого и прогрессивного порохов в их первом периоде, так как площади $\int_v^\infty p\,dl$ должны быть для всех форм пороха равны.

Анализ формулы для $\Delta_x\ (v_д/v_{пр})^2$ показывает, что скорость $v_д$ при тех же условиях растет с увеличением дегрессивности пороха и убывает с увеличением прогрессивности пороха:

$$v_{д.\,дегр}>v_{д\ труб}>v_{д\ прогр}$$

Если за счет увеличения толщины порохов дегрессивной формы и уменьшения ее для порохов прогрессивной формы при той же Δ привести кривые давления к одинаковому давлению p_{max}, то бо́льшая скорость получится у пороха с прогрессивной формой, меньшая — у пороха дегрессивной формы, но разница в скоростях $v_д$ очень невелика. Как показали расчеты проф. В. Е. Слухоцкого, при одной и той же Δ и при одинаковом p_{max} порох с семью каналами дает увеличение скорости $v_д$ не больше, чем на 1% по сравнению с трубчатым порохом. Но правильнее пороха с разной степенью прогрессивности при данном p_{max} сравнивать не при одинаковой плотности заряжания, а при Δ наивыгоднейшей для каждой формы, которая тем больше, чем больше прогрессивность пороха.

Влияние толщины пороха при данной его форме

Чем толще порох, тем меньше его оголенность $\frac{S_1}{\Lambda_1}=\frac{x}{e_1}$, тем меньше быстрота газообразования $d\psi/dt$, тем меньшее давление p_{max} даст он в орудии при выстреле.

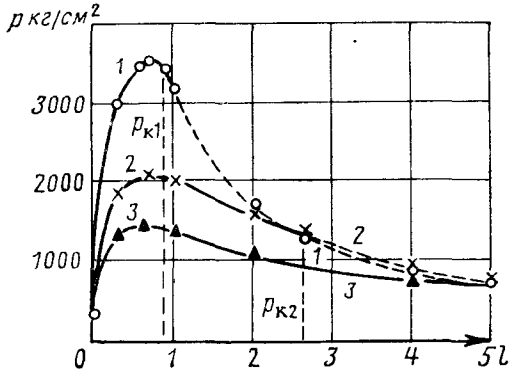
Выше имели формулу (9.17):

$$\cdot p_{\max} = F_2(\theta)\frac{p_1}{B} = F_2(\theta)\,p_1\frac{u_1^2 f\omega\varphi m}{e_1^2 s^2}.$$

Эта формула, выведенная для простейшего случая, показывает, что давление $p_{\max}$ меняется обратно пропорционально e_1^2. Эмпирические формулы ИКОПЗа дают зависимость

$$\frac{\Delta p_{\max}}{p_{\max}} = -\frac{4}{3}\frac{\Delta e_1}{e_1} \quad \text{и} \quad \frac{\Delta v_д}{v_д} = -\frac{1}{3}\frac{\Delta e_1}{e_1}.$$

Положение $p_{\max}$ при изменении толщины пороха не меняется (фиг. 9.14).



Фиг. 9.14. Влияние толщины пороха на кривые p, l в орудии.

Таким образом, при данной природе пороха и заданных условиях заряжания (ω, q, Δ) форма пороха и его размеры позволяют в очень широких пределах изменять быстроту газообразования и тем самым в широких пределах управлять явлением выстрела, чтобы получать заданную начальную скорость снаряда $v_д$ при заранее установленной величине наибольшего давления газов $p_{\max}$.

9. 6. ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ ФОРСИРОВАНИЯ p_0 НА ИЗМЕНЕНИЕ БАЛЛИСТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ВЫСТРЕЛА ($p_{\max}$, l_m, $v_д$)

Изменение давления форсирования оказывает довольно значительное влияние на изменение ряда основных баллистических элементов выстрела ($p_{\max}$, l_m, $v_д$ и др.).

Исходная формула для анализа

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_0 = \frac{f\omega}{sl_{\psi_0}} \frac{\varkappa\sigma_0 u_1}{e_1} p_0.$$

Влияние увеличения давления p_0 аналогично влиянию таких величин, как ω, $\varkappa$, u_1.

Проф. Н. Ф. Дроздов в 1940 г. * на основе выведенных им формул с относительными переменными, о которых было сказано в гл. VIII, дал для изменения p_{max} с изменением p_0 зависимость $\Delta p_{max} = 1{,}6\Delta p_0$.

Следовательно, приращение p_{max} по абсолютной величине больше, чем приращение p_0. Кроме того, с увеличением p_0 положение максимума давления l_m смещается к началу движения снаряда.

Кривые давления во втором периоде с изменением p_0 располагаются тем ближе к «мгновенной» адиабате при той же плотности заряжания, чем больше давление p_0.

Следовательно, увеличение давления форсирования p_0 аналогично увеличению дегрессивности горения пороха и увеличению характеристики $\varkappa$. Соответственно этому при увеличении давления форсирования растет и $v_д$, но на сравнительно небольшую величину.

При этом энергетические характеристики $r_д$, η_ω — с увеличением p_0 растут пропорционально $v_д^2$, величина же $\eta_д = \frac{p_{ср}}{p_{max}} = \frac{\varphi m v_д^2}{sl_д p_{max}}$ убывает, так как p_{max} с увеличением p_0 растет быстрее, чем $v_д^2$.

В работе индийского исследователя Аггарвала ** показано, что изменение соотношения между p_{max} и p_0 и рост p_{max} с увеличением p_0 зависит от параметра заряжания $B = \frac{s^2 l_к^2}{f\omega\varphi m}$ (M — в его обозначениях); чем меньше B, тем меньше влияние p_0; чем больше B, тем больше сказывается увеличение p_0 на увеличении давления p_{max}.

В результате тщательного математического анализа им дана табл. 9.4 изменения p_{max}/p_1 с изменением ψ_0 при разных B.

Анализ цифр табл. 9.4 показывает, что это отношение незначительно меняется при малых значениях B и значительно при больших.

Если сравнивать влияние изменения p_0 при заданном $p_{max} = \text{const}$, то при малых значениях p_0, влияющих аналогично более

---

* Н. Ф. Дроздов, Решение основной задачи внутренней баллистики для коллоидного пороха трубчатой формы, «Известия Артакадемии», т. XXX, 1940.

** Аггарвал, Труды Национального института наук Индии, Нью-Дели, т. XX, 1954, № 3.

Таблица 9.4

Изменение $\zeta_1' = \frac{p_{max}}{p_1}$ с изменением ψ_0 и B $\left(p_1 = \frac{f\Delta}{1-\alpha\Delta}\right)$

B \ ψ_0	0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05	$\frac{\zeta_1'_{\psi_0=0,05}}{\zeta_1'_{\psi_0=0}}$
1.	0,553	0,563	0,570	0,577	0,584	0,590	1,065
3	0,293	0,306	0,3165	0,327	0,336	0,345	1,176
5	0,199	0,214	0,225	0,236	0,246	0,255	1,28

прогрессивным формам пороха, наблюдается небольшое увеличение $v_д$ по сравнению с $v_д$ при бо́льших p_0. Например, при обычном $p_0=300$ *кг/см*^{2} скорость снаряда при том же p_{max} получается несколько меньшей, чем при $p_0=20$ *кг/см*^{2}. При этом для получения одинакового p_{max} порох при малом $p_0=20$ *кг/см*^{2} должен быть более тонким, чем при бо́льшем $p_0=300$ *кг/см*^{2}.

Кривая p, l при $p_0=20$ *кг/см*^{2} поднимается сначала более медленно, достигает данной величины p_{max} на бо́льшем пути l_m, а после идет выше, чем кривая p, l при $p_0=300$ *кг/см*^{2}, и дает некоторый выигрыш в площади $\int_0^{l_д} p\,dl$, за счет чего несколько растет и $v_д$.

В соответствии с изменением площадей $\int_0^{l} p\,dl$ изменяется и взаимное расположение кривых v, l: сначала выше идет кривая v, l при $p_0=300$ *кг/см*^{2}, а затем она пересекается с кривой v, l при $p_0=20$ *кг/см*^{2} и потом все время идет ниже. Дульные давления $p_д$ практически одинаковы.

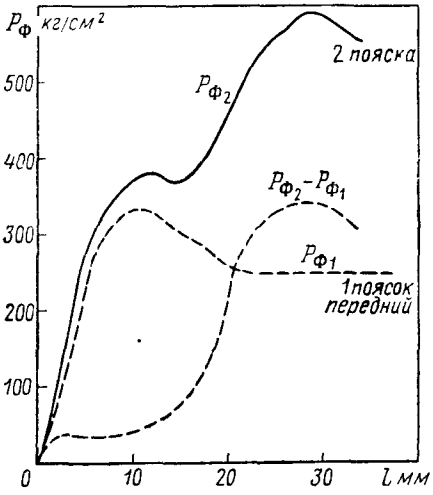
9.7. ВЛИЯНИЕ ПОСТЕПЕННОГО ВРЕЗАНИЯ ПОЯСКА СНАРЯДА В НАРЕЗЫ НА БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ВЫСТРЕЛА

При аналитическом решении задач внутренней баллистики с учетом давления форсирования было сделано допущение, что снаряд сначала стоит на месте, пока давление пороховых газов в каморе не достигнет величины $p_0 \approx 300$ *кг/см*^{2}, достаточной для врезания пояска в нарезы на их полную глубину. Это упрощенное допущение не соответствует действительности, так как на самом деле поясок врезается в нарезы соединительного конуса постепенно, причем совершается затрата определенной работы.

Так как это допущение соответствует как бы мгновенному образованию на пояске неподвижного снаряда нарезов полной глу-

бины $t_н$ при давлении p_0 без учета совершаемой при этом работы, то можно условно назвать такое врезание пояска «мгновенным».

В действительности же движение снаряда даже раздельного заряжания, поясок которого непосредственно упирается в нарезы, начинается при давлении порядка 100 *кг/см*^{2}, значительно меньшем, чем $p_0=300$ *кг/см*^{2}; снаряд же унитарного патрона начинает двигаться, когда давление пороховых газов преодолеет сопротивление обжатия дульца гильзы или «закатки» ружейного патрона *. После этого снаряд с некоторой скоростью ударяется в начало конической части нарезов и продолжает двигаться дальше под действием все возрастающего давления газов и при возрастающем сопротивлении нарезов, пока на пояске не образуются нарезы полной глубины. К этому времени давление газов в несколько раз превышает то давление сопротивления пояска p_0, которое определяется статическим продавливанием и учитывается как начальное при мгновенном врезании.



Фиг 9. 15. Сопротивление поясков при врезании в нарезы

Постепенное врезание пояска вносит определенную разницу и в дальнейший процесс развития давления пороховых газов, поэтому кривые давлении p, l и p, t при постепенном врезании (что имеет место в действительности) значительно отличаются от соответствующих кривых, рассчитанных при мгновенном врезании; отличаются также и кривые скоростей снаряда — v, l и v, t.

Эта разница растет с увеличением числа поясков и ростом сопротивления их при врезании.

При постепенном врезании p_{max} получается выше, чем при мгновенном.

Разница в давлениях p_{max} достигает около 10% при одном пояске и 20% — при двух; скорость $v_д$ изменяется на 2—4% (при тех же прочих условиях заряжания).

График изменения усилия при статическом врезании пояска в нарезы при наличии одного и двух поясков приведен на фиг. 9. 15.

---

* Следует заметить, что величина усилия, извлекающего снаряд из гильзы, заметно сказывается на величине p_{max} и v_1, это особенно заметно в стрелковом оружии

Так как в действительности имеет место постепенное врезание, то для внутренней баллистики важно дать решение с учетом постепенного врезания пояска в нарезы, чтобы получить баллистические кривые и их элементы, ближе соответствующие реальным условиям выстрела.

Такую задачу можно решить более или менее точно методом численного интегрирования или, с некоторым приближением, аналитически.

Метод решения численным интегрированием при постепенном врезании пояска в нарезы был впервые применен Н. А. Упорниковым в 1929 г.

Система уравнений для численного интегрирования имеет вид

$$\left.\begin{aligned} p(W_\psi + sl) &= f\omega\psi - \theta\left(\frac{\varphi m v^2}{2} + A_n\right), \\ \varphi_1 m \frac{dv}{dt} &= s(p_{\text{сн}} - p_{\text{ф}}), \\ \frac{dl}{dt} &= v, \\ \frac{d\psi}{dt} &= \frac{s_1}{\Lambda_1}\sigma u_1 p, \end{aligned}\right\} \qquad (9.31)$$

где $A_n = s\int_0^l \Pi\, dl$ — работа на врезание пояска и его прогяжку через нарезы.

Зависимость силы сопротивления при продавливании пояска в функции пути снаряда $\Pi = f(l)$ задается из опыта или аналитически.

Проф. М. А. Мамонтов применял ту же систему, беря Π средним постоянным значением: $\Pi_{\text{ср}} = \text{const}$.

Проф. Оппоков в 1943 г. предложил приближенное аналитическое решение, которое для практического применения требовало вспомогательных таблиц некоторых функций. Сущность этого метода состоит в следующем.

Вместо обычных характеристик предварительного периода ψ_0; z_0 и $k_1 = \varkappa\sigma_0$, соответствующих давлению форсирования p_0, берут аналогичные величины, соответствующие давлению начала врезания $p_{\text{н}}$: $\psi_{\text{н}}$, $z_{\text{н}}$, $k_{\text{н}} = \varkappa\sigma_{\text{н}}$.

Система уравнений — та же, что и у Н. А. Упорникова.

Чтобы дать аналитическое решение, приходится сделать некоторые упрощающие допущения.

1. В формуле $d\psi/dt$ пренебрегают изменением ψ и σ за время постепенного форсирования:

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\varkappa}{I_{\text{к}}} p.$$

2. В формуле для давления p пренебрегают относительно малыми членами в числителе дроби правой части, а слабо изменяющуюся величину $l_\phi + l$ заменяют постоянной суммой $l_\Delta + l_c$, где $l_c = l_{к.ф}/2$ — половина длины пути снаряда за время полного врезания.

3. Для изменения давления P_ϕ принимаем линейный закон:

$$P_\phi = p_н + \Delta p_\phi \frac{l}{l_{к.ф}},$$

где $p_н$ — начальное значение p_0;

Δp_ϕ — прирост давления за время полного врезания (ф — форсирование).

$$p_0 = p_н + \Delta p_\phi.$$

При втором допущении имеем

$$p = \frac{f\omega}{s} \frac{\psi}{l_\Delta + l_c}.$$

После дифференцирования получим

$$\frac{dp}{dt} = \frac{f\omega}{s(l_\Delta + l_c)} \frac{d\psi}{dt} = \frac{f\omega}{s(l_\Delta + l_c)} \frac{\varkappa}{I_к} p.$$

Получили уравнение, аналогичное уравнению для постоянного объема.

Обозначив $\tau_\phi = \frac{I_к}{\varkappa} \frac{s(l_\Delta + l_c)}{f\omega}$ сек. и разделив переменные, имеем

$$\frac{dp}{p} = \frac{dt}{\tau_\phi}$$

и

$$p = p_н e^{\frac{t}{\tau_\phi}}.$$

Полученная формула аналогична формуле для горения в постоянном объеме, так как смещение снаряда в этой фазе невелико.

Формулу

$$\frac{dv}{dt} = \frac{s}{\varphi m}(p - P_\phi)$$

приводят к виду

$$\frac{d^2 l}{dt^2} = \frac{s}{\varphi m}\left(p_н e^{\frac{t}{\tau_\phi}} - p_н - \Delta p_\phi \frac{l}{l_{к.ф}}\right).$$

По известным правилам математического анализа это уравнение интегрируется и приводится к выражению двух функций (пути l

и скорости v) через время *; эти функции можно представить численно в виде таблиц.

В выражении для силы сопротивления пояска врезанию можно принять зависимость, учитывающую также и влияние скорости движения снаряда:

$$P_{ср} = p_н + \Delta p_ф \frac{l}{l_{к\,ф}} + bv.$$

В результате решения системы уравнений получаются достаточно сложные зависимости, которые не позволяют составить таблиц для их решения.

Не касаясь математической стороны вопроса, посмотрим, как постепенное врезание влияет на основные баллистические элементы выстрела (p_{max}, l_m, t_m, $l_к$, $v_д$) при одинаковых условиях заряжания и при данном давлении p_{max}.

Это важно выяснить потому, что в действительности врезание пояска в нарезы происходит постепенно, а не мгновенно, характер же кривых давления при учете постепенного врезания пояска будет правильнее выражать основные закономерности выстрела, чем при мгновенном врезании, которое обычно принимается при решении задач внутренней баллистики.

Ниже в табл. 9.5 приводятся некоторые численные результаты расчетов при постепенном врезании пояска в нарезы для 76-*мм* пушки, снаряд которой имеет один поясок.

Таблица 9.5

	Мгновенное врезание				Постепенное врезание				
	l *дм*	p *кг/см²*	v *м/сек*	t сек.	l *дм*	p *кг/см²*	v *м/сек*	t сек.	ψ
Конец форсирования	0	300	0	0	0,33	1780	67	0,0018	0,151
Момент получения p_{max}	1,70	2370	217	0,0024	1,55	2723	212	0,0027	—
Конец горения $l_к$	24,4	628	694	0,0071	17,35	876	638	0,0061	1
Дульный срез $l_д$	26,88	561	669	0,0074	26,88	540	688	0,0076	1

Полученные расчетом кривые p, $l-v$, $l-p$, $t-v$, t приведены на графиках фиг. 9.16 и 9.17. Кривые *1—1* относятся к мгновенному врезанию пояска в нарезы, *2—2* — к постепенному.

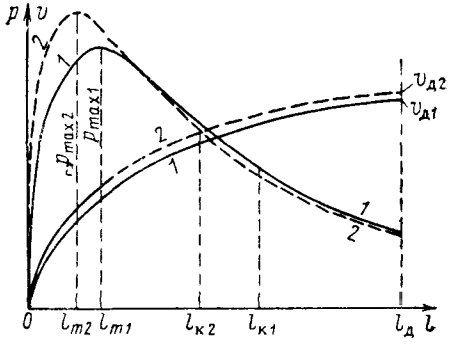
Анализ кривых давления пороховых газов и скорости снаряда позволяет сделать следующие выводы.

* М. Е. Серебряков, Внутренняя баллистика. Оборонгиз, 1949, стр. 538—547.

1. При постепенном врезании пояска давление в конце врезания достигает величины 1750 *кг/см*^{2}, что в несколько раз превышает то давление 300 *кг/см*^{2}, которое обычно принимается при мгновенном врезании.

К этому моменту протекает промежуток времени, составляющий $^1/_4 \div {}^1/_3$ от времени полного сгорания пороха $t_к$.

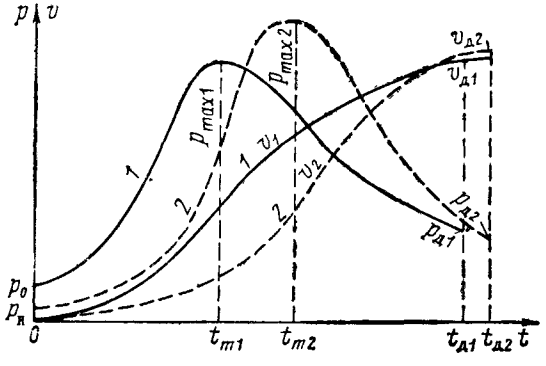
К этому же моменту сгорает $10 \div 15\%$ заряда ($\psi_0 \approx \approx 0{,}10 \div 0{,}15$).



Фиг. 9.16. Влияние постепенного врезания на кривые p, l и v, l.

2. Величина наибольшего давления при одних и тех же условиях заряжания при постепенном врезании получается значительно бо́льшей. Так, для 76-*мм* пушки, у которой снаряд имеет один поясок, разница в давлении p_{max} составляет ~13%, а для 85-*мм* пушки, у которой снаряд имеет два пояска, разница достигает 21%.

Чтобы получить такое же p_{max} при мгновенном врезании, необходимо расчетное значение $l_к$ или толщину пороха брать меньшей на 10%.



Фиг 9 17 Влияние постепенного врезания на кривые p, t и v, t

3. Максимум давления по пути (l_m) при постепенном врезании получается раньше, чем при мгновенном врезании.

Обратная картина наблюдается с положением максимума давления во времени (t_m).

4. Конец горения пороха при постепенном врезании ($l_к$) смещается к началу движения тем больше, чем больше сопротивление пояска.

5. Дульная скорость снаряда при постепенном врезании получается бóльшей, чем при мгновенном.

На соотношения между этими элементами влияет соотношение между начальным давлением $p_н$ и приращением давления за время форсирования $\Delta p_ф$ ($p_0 = p_н + \Delta p_ф$).

Результаты расчетов при разных $p_н$ (50; 150; 250 *кг/см*^{2}) и $\Delta p_ф$ (0; 100; 200 *кг/см*^{2}) показывают следующее.

1. Величина $p_н$ оказывает бóльшее влияние на кривые давления и скоростей, чем величина $\Delta p_ф$. Поэтому при опытном определении этих величин бóльшее внимание следует обращать на точность определения $p_н$.

2. С увеличением как $p_н$, так и $\Delta p_ф$ наибольшее давление p_{max} и скорость $v_д$ увеличиваются.

Чтобы получить одинаковое давление p_{max} при постепенном и мгновенном врезании, надо $l_к$ при мгновенном врезании брать меньшим, чем при постепенном (примерно на 10% при двух поясках).

На фиг. 9.18 показано влияние постепенного врезания снаряда с двумя поясками на характер кривых p и v в функции пути l (*а*) и времени t (б) при одинаковом наибольшем давлении p_{max}. Кривые *1—1* соответствуют мгновенному врезанию пояска при определенных условиях заряжания; кривые *2—2* — постепенному врезанию при тех же условиях заряжания. При этом $p_{max1} < p_{max2}$. Кривые *1а—1а* соответствуют мгновенному врезанию при давлении $p'_{max1a} = p_{max2}$.

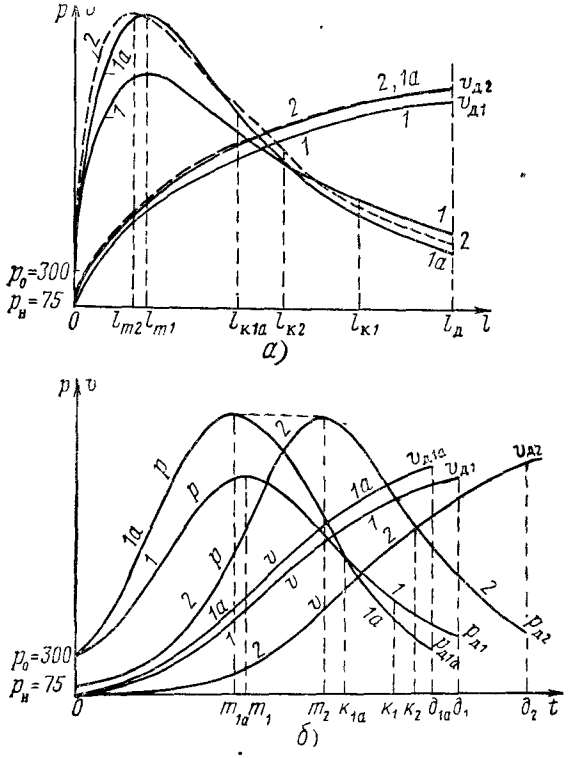
Как видно из графика фиг. 9.18, *а*, во втором случае p_{max2} получается значительно больше, чем в первом (на 20%); $v_д$ также получается выше, чем в первом; конец горения $l_{к1}$ в первом случае ближе к дульному срезу при той же толщине пороха и при пониженных давлениях.

Если теперь при мгновенном врезании поднять p_{max1} до p_{max2} путем уменьшения толщины пороха, то основные точки кривых и сами кривые изменятся.

При одинаковых p_{max} конец горения $l_к$ перенесется к началу движения снаряда (увеличилось давление газов и уменьшилась толщина пороха). Положение максимума давления при мгновенном врезании останется на том же месте, как и первом случае, но будет дальше от начала движения, чем при постепенном врезании. Кривые v, l с малыми отклонениями практически совпадают, так же как и дульные скорости $v_д$.

Итак, при прочих равных условиях при одинаковых величинах наибольшего давления p_{max} $v'_{д1a} = v_{д2}$; $l'_{m1a} > l_{m2}$; $l_{к1a} < l_{к2}$.

Те же кривые давлений газов и скорости снаряда в функции времени t изображены на графике фиг. 9, 18, *б*. Они отличаются от кривых графика фиг. 9, 18, *а* тем, что кривые p, t и v, t при постепенном врезании поясков смещены вправо по сравнению с кривыми при мгновенном врезании ($t_{m2} > t'_{m1}$; $t_{д2} > t'_{д1}$).



Фиг. 9.18. Влияние постепенного врезания при одинаковом p_{max}: *а* — на кривые p, l и v, l; *б* — на кривые p, t и v, t.

Знание взаимного расположения этих кривых необходимо при анализе получающихся на опытах при стрельбе осциллограмм давления p, t.

После максимума давления кривая p, l при постепенном врезании падает быстрее и дульное давление получается меньшим, чем при мгновенном.

В первом случае путь к концу горения $l_к$ получается меньше, а давление $p_к$ больше, чем во втором.

Начальная (дульная) скорость снаряда при постепенном врезании получается несколько бо́льшей, чем при мгновенном, очевидно, за счет повышения p_{max} и всей кривой p, l в первой половине горения заряда.

Глава X

БАЛЛИСТИЧЕСКОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ СТВОЛЬНЫХ СИСТЕМ ОБЫЧНОЙ СХЕМЫ

10.1. ЗАДАЧА БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ СТВОЛА

При разработке и проектировании новой артиллерийской системы обычно задается тип системы, ее боевое и тактическое назначение — поражаемые цели, дальность полета снаряда или высота «потолка» при зенитной стрельбе, толщина пробиваемых преград, типы снарядов (бронебойный, бетонобойный, фугасный и т. д.), предельный вес системы в боевом и походном положении и т. п.

Проектирование системы начинается с выбора снаряда — его калибра, веса, скорости встречи с преградой и расчета веса взрывчатого вещества, чтобы удовлетворить поставленным в задании требованиям. Для расчета начальной скорости снаряда при выбранных калибре, весе и коэффициенте формы его используются зависимости теории проектирования снарядов и внешней баллистики. После этого на основе зависимостей и закономерностей внутренней баллистики решается ее важнейшая основная прикладная задача — *баллистическое проектирование орудия заданного могущества.*

Задачу баллистического проектирования орудия можно сформулировать следующим образом: определить конструктивные данные канала ствола, условия заряжания и основные энергетические характеристики выстрела, при которых снаряд данного калибра и веса при выстреле из этого орудия получит заданную определенную начальную скорость или определенную дульную энергию.

При этом наибольшее давление пороховых газов не должно превышать определенной величины p_{max}, которая обычно зависит от величины начальной скорости снаряда, от мощности орудия. Как было показано в гл. VI, скорость v_0, приведенная к дулу, численно равна скорости $v_д$.

Таким образом, в начале баллистического проектирования орудия известны:

— калибр орудия и снаряда d,

— вес снаряда q,

— начальная или дульная скорость снаряда $v_д$,

— дульная энергия снаряда $E_д = \frac{mv_д^2}{2} = \frac{qv_д^2}{2g}$.

По этим данным выбирается наибольшее давление газов p_{max}.

Требуется найти:

а) конструктивные данные канала ствола:

— объем каморы W_0,

— сечение канала, включая нарезы $s=n_s d^2$,
— приведенную длину каморы $l_0=W_0/s$,
— длину пути снаряда по каналу $l_д$,
— число объемов расширения $\Lambda_д=l_д/l_0$,
— фактическую длину каморы $l_{кам}=l_0/\chi$, где χ — уширение каморы (бутылочность),
— длину канала $L_{кан}=l_{кам}+l_д$,
— длину ствола вместе с затвором $L_{ст}=L_{кан}+l_{затв}$;

б) условия заряжания при выбранной природе пороха (f, α, δ, u_1) и его форме ($\varkappa$):
— вес заряда ω,
— относительный вес заряда ω/q,
— плотность заряжания $\Delta=\omega/W_0$,
— толщину пороха $2e_1$,
— полный импульс давления $I_к=e_1/u_1$,
— устройство заряда;

в) энергетические характеристики:
— коэффициент могущества C_ε,
— коэффициент использования единицы веса заряда η_ω,
— коэффициент полезного действия $r_д$;

г) дополнительные характеристики:
— коэффициент заполнения индикаторной диаграммы

$$\eta_{iд}=\frac{p_{ср}}{p_{max}};$$

— характеристику положения снаряда в момент конца горения пороха $\eta_к=l_к/l_д$,
— характеристику живучести $N_{усл}$.

Так как число заданных величин невелико (d, q, $v_д$, p_{max}), а требуется найти большое число данных, то задача баллистического проектирования неопределенна и допускает множество решений: можно заданную скорость получить при большом объеме каморы, большом весе заряда, небольшой плотности заряжания и малой длине ствола или при малом объеме каморы, малом весе заряда, большой плотности заряжания, но при большой длине ствола или при любом количестве промежуточных значений этих величин.

Всем этим вариантам будут соответствовать разные значения энергетических характеристик, причем варианты, выгодные в одном отношении, могут быть невыгодными в другом; например, варианты с большими значениями η_ω обычно имеют малые значения $\eta_д$ и $\eta_к$ и наоборот.

В связи с этим возникает вопрос о разработке определенной методики выбора и расчета вариантов, не только удовлетворяющих заданию, но и дающих хорошие баллистические характеристики выстрела. При этом учитывают не только чисто

баллистические показатели, но и дополнительные тактико-технические требования, которые даются при выдаче задания на данную артиллерийскую систему. Например, иногда дается ограничение, чтобы длина ствола не превышала определенной величины ($60d$—$70d$) или чтобы была использована существующая гильза данного объема и т. д.

Дополнительные требования оказывают определенное влияние на выбор баллистического решения и иногда заставляют осуществлять вариант, не совсем рациональный по своим баллистическим характеристикам. Поэтому в связи с задачей баллистического проектирования орудия перед внутренней баллистикой стояла попутная задача — дать рациональную методику баллистического проектирования орудий, чтобы кратчайшим путем получать решения, удовлетворяющие по возможности всем поставленным требованиям.

Для этого внутренняя баллистика должна вооружить конструктора знанием закономерностей, связывающих конструктивные данные канала ствола и условия заряжания, так чтобы он ясно представлял себе, как и в какую сторону будут меняться основные баллистические параметры и характеристики системы при переходе от одного варианта к другому. Расчет должен дать количественные характеристики и показатели.

Теоретические основы такой рациональной методики баллистического проектирования орудий изложены ниже.

После сравнения и оценки рассчитанных вариантов решения выбирается один из них, наиболее полно удовлетворяющий поставленным тактико-техническим требованиям и рациональный по своим баллистическим характеристикам.

Для него рассчитываются все конструктивные данные, условия заряжания, баллистические характеристики и дополнительно рассчитываются и строятся кривые p, l; v, l; p, t и v, t, при этом кривые p, l и p, t рассчитываются также при крайних $+40^\circ$ и -40°С температурах, чтобы получить наибольшие возможные в практике величины давлений в различных сечениях канала ствола.

Весь этот комплекс данных, полученных при решении задачи внутренней баллистики, и представляет собой баллистический проект канала ствола и условий заряжания новой разрабатываемой артиллерийской системы. Этот проект дает исходные данные для дальнейшего проектирования ствола, лафета артиллерийского орудия и боеприпасов к нему, что составляет задачу смежных артиллерийских технических дисциплин.

На основе данных, полученных при решении задачи внутренней баллистики, конструктор орудия, задаваясь запасом прочности в различных сечениях, рассчитывает толщину стенок ствола, устройство затвора, вес ствола, положение центра тяжести; опре-

деляет форму, глубину, ширину полей и нарезов в канале. Конструктор лафета, используя кривую p, t, которая, по сути дела, изображает кривую ускорений, действующих на ствол (и на снаряд), разрабатывает систему противотанковых устройств, накатника и лафета в целом.

Конструктор боеприпасов по величине p_{max} рассчитывает на прочность корпус снаряда, заряд взрывчатого вещества, гильзу и капсюльную втулку, а имея график ускорений снаряда p, t, проектирует инерционные механизмы взрывателей и дистанционных трубок.

Технолог на пороховом заводе по заданным форме и размерам пороха рассчитывает и проектирует матрицы для прессования порохов (с учетом усадки массы) или использует готовые подходящие по размерам и устанавливает технологический процесс изготовления порохов.

Таким образом, при проектировании новой артиллерийской системы и боеприпасов к ней используются данные всех артиллерийских технических дисциплин, причем для большинства из них исходные данные дает внутренняя баллистика в баллистическом проекте орудия.

В результате расчетов создается проект сложнейшего агрегата, каким является современное артиллерийское орудие и боеприпасы к нему.

Каждая из составных частей этого агрегата требует для изготовления сложного и иногда длительного технологического процесса.

10.2 ИЗ ИСТОРИИ РАЗВИТИЯ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ В СОВЕТСКОМ СОЮЗЕ

Вопросы баллистического проектирования орудий наиболее полно разработаны в трудах советских ученых — артиллеристов и конструкторов.

Основные положения баллистического проектирования орудий были намечены еще в 1910 г. проф. Н. Ф. Дроздовым: им была решена задача об орудии наибольшего могущества и составлены краткие таблицы для решения задач внутренней баллистики, которые позволили путем несложных расчетов решать обратную задачу — задачу баллистического проектирования орудий.

В 1920 г. инж. Н. А. Упорников расширил краткие таблицы проф. Н. Ф. Дроздова, что позволило, решая обратную задачу, быстро рассчитывать различные варианты орудий и условий заряжания.

Большое значение имела работа В. М. Трофимова «Производительность стрельбы» (изд. КОСАРТОП, 1925 г.), давшая всестороннюю постановку вопроса об основах баллистического проекти-

рования артиллерийских орудий. Ее положения в дальнейшем получили развитие в трудах последующих исследователей, работавших в области баллистического проектирования.

Проф. Н. Ф. Дроздов в работах с 1910 по 1940 гг. осветил ряд вопросов, связанных с баллистическим проектированием, и положил начало основному направлению решения задачи об орудии наибольшего могущества, обеспечивающего в данном орудии максимальную дульную энергию $mv_1^2/2$ при выбранном наибольшем давлении p_{max}. Исследования проф. М. Е. Серебрякова показали, что в этом случае орудие и условия заряжания получаются более выгодными, чем орудие наибольшего могущества французской школы, которая определяла характеристики этого орудия по максимуму полной работы $\varphi m v_д^2/2$ с учетом всех второстепенных работ.

Проф. И. П. Граве в своем курсе внутренней баллистики (1934—1937 гг.) наиболее полно исследовал основные теоретические зависимости, изложил теорию баллистического проектирования различных авторов и дал ряд собственных исследований, уточняющих исследования французской школы.

В 1932 г. вышла книга инж. Н. А. Упорникова «Основания устройства артиллерийских систем», в которой он развил идеи В. М. Трофимова и дал ряд теоретических исследований по баллистическому проектированию (график исходных зависимостей, наивыгоднейший объем каморы, расчет комбинированных зарядов).

Вопросами баллистического проектирования орудий много занимался проф. В. Е. Слухоцкий. Его работа «Производительность зарядов» (Известия Артакадемии, т. XIV, 1934 г.) освещает ряд вопросов, связанных с баллистическим проектированием и дает вспомогательные таблицы. Под его руководством были составлены общие таблицы ГАУ (1942 г.) в трех выпусках и специальный выпуск таблиц для баллистического расчета (ТБР), весьма удобных для решения задач проектирования орудий.

Вопросам баллистического проектирования орудий уделяли много внимания также проф. И. И. Иванов, Б. Н. Окунев, Д. А. Вентцель, М. С. Горохов, М. А. Мамонтов и др.

Проф. М. Е. Серебряков установил в 1940 г. понятие об экономических условиях заряжания, дал новую теорию орудия наименьшего объема и разработал методику баллистического проектирования на основе общих зависимостей между конструктивными данными орудия и условиями заряжания; при этом для целей практического проектирования, рационального выбора вариантов и сокращения их числа используется разработанная им так называемая «Директивная диаграмма».

Советские конструкторы В. Г. Грабин, И. И. Иванов, Ф. Ф. Петров, Б. И. Шавырин и ряд других успешно применили теорию

баллистического проектирования на практике, и во время Великой Отечественной войны дали ряд прекрасных артиллерийских систем, значительно превосходивших по своим качествам орудия немецко-фашистских войск.

Следует заметить, что в английских работах 1950 и 1951 гг. (Корнер и другие) очень мало уделяется внимания вопросам баллистического проектирования орудий. Во французской литературе в последних работах Винтера (1956 г.) весьма сложно обосновывается теория составления универсальных «супертаблиц» для решения различных задач внутренней баллистики, но не говорится о применении их к баллистическому проектированию.

Аналогичные сравнительно простые «универсальные» таблицы были составлены проф. М. С. Гороховым значительно раньше. Они позволяют решать как прямую, так и обратную задачу внутренней баллистики при любых значениях констант f, $\varkappa$, θ, p_0.

10.3. БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОРУДИЙ

Как было сказано выше, каждое орудие характеризуется определенной системой баллистических характеристик, которые можно разделить на четыре группы:

а) конструктивные характеристики канала орудия;
б) характеристики условий заряжания;
в) энергетические характеристики выстрела;
г) дополнительные характеристики.

Некоторые характеристики, имеющие наиболее существенное значение, можно выбрать в качестве критериев для оценки вариантов, причем надо учитывать также предъявляемые в задании тактико-технические требования.

Ниже приводится перечень основных наиболее важных баллистических характеристик орудия.

Конструктивные характеристики орудия

1. Объем каморы может быть охарактеризован отношением его к весу снаряда W_0/q, определяющим величину начальной скорости снаряда. В зависимости от скорости v_0 величина W_0/q меняется в широких пределах $(0{,}1 \div 2.0)$.

Иногда объем каморы характеризуется отношением W_0/d^3, которое тоже меняется в широких пределах $(1{,}6 \div 33{,}0)$.

2. Длина ствола и длина канала в калибрах $L_{ст}/d$ и $L_{кан}/d$ увеличиваются с ростом скорости и веса снаряда и для $v_0 = 1500$ *м/сек* могут превышать 100 калибров.

3. Число объемов расширения газов в канале ствола $\Lambda_д = W_д/W_0 = l_д/l_0$ или относительный путь снаряда, выраженный в приведенных длинах каморы,— важнейшая конструктивная характеристика, определяющая тип орудия. Чем больше относитель-

ный объем каморы, тем меньше $\Lambda_д$. В современных орудиях $\Lambda_д$ изменяется в пределах 3,0÷15,0: в орудиях большого могущества при $v_д = 1300 \div 1500$ *м/сек* $\Lambda_д = 3 \div 4$; в автоматических орудиях с малыми каморами $\Lambda_д = 8 \div 10$; в гаубицах $\Lambda_д = 7 \div 11$. При прочих равных условиях ствол наименьшего веса получается при $\Lambda_д = 5 \div 6$.

4. Характеристика глубины нарезов n_s определяется из формулы

$$n_s = \frac{\pi}{4}\left[1 + 4\,\frac{b}{a+b}\,\frac{t_н}{d}\right],$$

где $n_s \approx 0{,}805$ при $t_н/d = 0{,}01$ и $n_s \approx 0{,}83$ при $t_н/d = 0{,}02$. Чем глубже нарезка, тем при прочих равных условиях больше живучесть ствола.

5. Коэффициент уширения каморы (коэффициент бутылочности) $\chi = l_0/l_{кам}$ влияет на полную длину канала ствола.

В артиллерийских системах χ меняется от 1,05 до 3, в стрелковом оружии и противотанковых ружьях может превышать 4.

Характеристики условий заряжания

1. Плотность заряжания $\Delta = \omega/W_0$ меняется в очень широких пределах:

в стрелковом оружии	0,70÷0,90
в артиллерийских мощных системах . .	0,65÷0,78
в обычных пушках	0,55÷0,70
в гаубицах при полных зарядах . . .	0,45÷0,60
в гаубицах при уменьшенных зарядах .	0,10÷0,35
в минометах	0,01÷0,20

Плотность заряжания обычно растет с увеличением p_{max} и $v_д$.

2. Относительный вес заряда ω/q (от которого зависят в основном скорость снаряда и работа, затрачиваемая на перемещение газов самого заряда) меняется в широких пределах (0,01÷0,15).

3. Коэффициент веса снаряда $c_q = q/d^3$ — одна из важных характеристик, от которой зависит скорость снаряда в данном орудии.

При заданной скорости снаряда величины $C_\varepsilon = c_q \frac{v_1^2}{2g}$, $\frac{l_0}{d}$, $\frac{l_д}{d}$, $\frac{L_{кан}}{d}$ и $\frac{l_к}{d}$ прямо пропорциональны c_q; чем меньше c_q, тем меньше габариты орудия, тем тоньше порох при сохранении данного p_{max}. Ниже приводятся величины c_q для различных типов снарядов:

бронебойный снаряд обычного типа	16—18 *кг/дм*^{3}
фугасный снаряд обычного типа	12—16 „
подкалиберные бронебойные снаряды с сердечниками и мины	6—10 „

подкалиберные снаряды со специальными бронебойными сердечниками	7—8 *кг/дм*³
пули легкие	20—22 „
пули тяжелые и бронебойные со специальными сердечниками	25—30 „

4. Импульс давления пороха, отнесенный к калибру, служит характеристикой соответствия толщины пороха калибру, а также мощности орудия.

Для скорости $v_0 = 350 \div 700$ *м/сек*, $I_к/d = 500 \div 1000$ *кг/дм*² · *сек/дм*. При увеличении длины ствола при том же калибре $I_к/d$ увеличивается, например, в винтовке для $v_0 = 870$ *м/сек* $I_к/d = 3000$, в очень мощных противотанковых ружьях $I_к/d$ достигает 5000.

5. Параметры заряжания $B = \dfrac{gs^2 I_к^2}{f\omega\varphi q}$ объединяет все три предыдущих $\left(\dfrac{\omega}{q},\ c_q,\ \dfrac{I_к}{d}\right)$ и является основной характеристикой, определяющей величину наибольшего давления p_{max} и положение снаряда в конце горения пороха $\Lambda_к$.

Чем меньше B, тем выше p_{max}, тем меньше $\Lambda_к$, и, наоборот, с увеличением B убывает величина p_{max} и увеличивается $\Lambda_к$.

Для орудий наименьшего объема независимо от величины p_{max} и v_0 среднее значение величины $B_н$ составляет 1,91 ÷ 1,93.

Параметр B — безразмерный, и для анализа влияния отдельных факторов его удобно представить в виде выражения, в которое входят не абсолютные значения отдельных характеристик условий заряжания, а относительные:

$$B = \frac{gn_s^2 d^4 I_к^2}{f\dfrac{\omega}{q}\varphi q^2} = \frac{gn_s^2\left(\dfrac{I_к}{d}\right)^2}{f\dfrac{\omega}{q}\varphi\left(\dfrac{q}{d^3}\right)^2} = \frac{gn_s^2}{f}\,\frac{\left(\dfrac{I_к}{d}\right)^2}{\dfrac{\omega}{q}\varphi c_q^2},$$

причем $\varphi = a + b\dfrac{\omega}{q}$ — функция ω/q.

Энергетические характеристики выстрела

1. *Коэффициентом могущества* $C_ε$ называют отношение дульной энергии снаряда $mv_д^2/2$ к кубу калибра d^3:

$$C_ε = \frac{mv_д^2}{2d^3} = \frac{qv_д^2}{2gd^3} = c_q\frac{v_д^2}{2g}.$$

Так как c_q меняется слабо, то $C_ε$ в основном зависит от дульной скорости снаряда и пропорционален ее квадрату. Для сущест-

вующих орудий он меняется в пределах $100 \div 1700$ $т \cdot м/кг$. Так как при выдаче проекта орудия задаются d, q и $v_д$, то тем самым задают и C_e, и в зависимости от его величины выбирают значения p_{max}, Δ, $\frac{L_{ст}}{d}$ и χ.

2. Коэффициент использования единицы веса заряда

$$\eta_\omega = \frac{E_д}{\omega} = \frac{qv_д^2}{2g\omega} = \frac{v_д^2}{2g} : \frac{\omega}{q} \quad \frac{т \cdot м}{кг}.$$

Ниже приводятся значения η_ω:

для орудий средней мощности	$120 \div 140$ $т \cdot м/кг$
для орудий высокой мощности при очень больших скоростях снаряда	$90 \div 80$ „
для винтовок и ПТР	$90 \div 140$ „
для гаубиц и минометов на полных зарядах	$140 \div 160$ „

3. Коэффициент полезного действия порохового заряда

$$\eta_т = \frac{E_д}{f\omega} = \eta_\omega : \frac{f}{\theta}$$

пропорционален коэффициенту η_ω и меняется в пределах $0{,}20 \div 0{,}30$.

Дополнительные характеристики

1. Характеристика положения снаряда в конце горения пороха

$$\eta_к = \frac{l_к}{l_д} = \frac{\Lambda_к}{\Lambda_д}$$

для пушек	$\eta_к = 0{,}50 \div 0{,}70$
для гаубиц на полном заряде . . .	$\eta_к = 0{,}20 \div 0{,}30$

2. Характеристика использования рабочего объема канала или характеристика заполнения индикаторной диаграммы

$$\eta_{iд} = \frac{p_{ср}}{p_{max}} = \frac{\varphi E_д}{W_д p_{max}} = \frac{\varphi q v_т^2}{2g W_д p_{max}},$$

где

$$W_д = sl_д = W_0 \Lambda_д.$$

С увеличением $\Lambda_д$ от 3 до 10 $\eta_д$ обычно убывает от 0,70 до 0,40.

3. Характеристика использования всего объема канала

$$R_д = \frac{\varphi E_д}{W_{кан} p_{max}} = \frac{\varphi q v_д^2}{2g W_{кан} p_{max}},$$

где

$$W_{\text{кан}} = W_0(1+\Lambda_{\text{д}}) = s(l_0+l_{\text{д}}),$$

$$R_{\text{д}} = \frac{\Lambda_{\text{д}}}{1+\Lambda_{\text{д}}}\eta_{\text{д}}.$$

6. Характеристика живучести ствола N. Живучесть канала ствола характеризуется числом выстрелов N, которое может выдержать ствол до определенной потери скорости снаряда вследствие износа канала под действием пороховых газов при стрельбе.

Из многочисленных эмпирических формул, дающих зависимость числа N от различных баллистических характеристик, наиболее обоснованной теоретически является формула проф. В. Е. Слухоцкого. Она имеет довольно громоздкий вид и учитывает влияние очень большого числа факторов и в отношении учета некоторых из них встречала возражения. Но при баллистическом проектировании для сравнительной оценки разных вариантов она, несомненно, верно отражает влияние на износ ствола конструктивных характеристик канала ствола и условий заряжания:

$$N_{\text{усл}} = K\,\frac{\Lambda_{\text{д}}+1}{\frac{\omega}{q}\,\Lambda_{\text{д}}\left(\frac{v_1}{v_{\text{д}}}\right)^2 v_{\text{д}}^2},$$

где v_1 — средняя скорость газов в горловине каморы за время движения снаряда по каналу.

Так как произведение $\Lambda_{\text{д}}(v_1/v_{\text{д}})^2$ меняется очень мало, то при заданной $v_{\text{д}}$ можно взять еще более простую формулу

$$N_{\text{усл}} = K'\,\frac{\Lambda_{\text{д}}+1}{\frac{\omega}{q}},$$

затем, приняв живучесть для орудия наименьшего объема за 100%, для остальных вариантов рассчитывать относительные величины $N_{\text{усл}}$. Вариант, имеющий наибольшее значение $N_{\text{усл}}$, с точки зрения обеспечения лучшей живучести будет предпочтительным. Для пушек $K' \approx 200$ выстрелов (приблизительно).

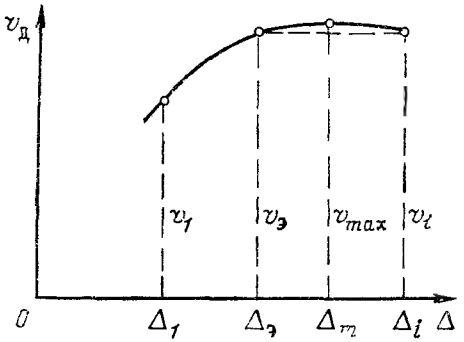
10.4. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ ОРУДИЙ

Основная цель этого раздела — установить закономерности, связывающие конструктивные данные канала ствола, условия заряжания и баллистические характеристики орудия; определить возможность получения наивыгоднейших решений; дать методику рационального выбора вариантов при баллистическом проектировании и сократить их число.

Наивыгоднейшие и экономические условия заряжания в данном орудии при заданном наибольшем давлении p_{max}

При решении прямой задачи внутренней баллистики для простейшего случая было исследовано изменение начальной скорости снаряда при сохранении $p_{max}=\text{const}$ за счет одновременного изменения плотности заряжания и толщины пороха.

Было установлено, что при стрельбе из орудия с определенной величиной $\Lambda_д$ и при заданной величине p_{max} при плотности заряжания Δ_i и толщине пороха $2e_{1i}$, при которых сгорание пороха получается в дульном срезе, скорость снаряда близка к наибольшей возможной.



Фиг 10.1. Изменение $v_д$ с изменением Δ; $p_{max}=\text{const}$.

Проф. И. П. Граве показал что на самом деле *наибольшая скорость* $v_{д\,max}$ получается при $\Delta_m<\Delta_i$ и при меньшей толщине $2e_{1m}$ пороха, который сгорает на пути $l_к\approx\frac{2}{3}l_д$, т. е. меньшем, чем путь $l_д$. Эта плотность заряжания называется *наивыгоднейшей* (Δ_m).

При дальнейшем уменьшении плотности заряжания Δ скорость $v_д$ убывает (фиг. 10.1).

Если из точки $v_{д\,i}$ провести горизонталь до пересечения с кривой $v_д$, Δ, то такая же по величине скорость $v_д$ получится при значительно меньшей плотности заряжания, которая получила название *экономической*: $\Delta_э<\Delta_m<\Delta_i$.

Таким образом, почти наибольшая возможная скорость

$$\left(\frac{v_{д\,m}-v_{1\,э}}{v_{д\,m}}\approx 1\%\right)$$

получается при значительной экономии в заряде и при полном сгорании пороха ($\eta_к=0{,}55\div 0{,}60$), $\Delta_э\approx(0{,}75\div 0{,}85)\,\Delta_i$.

Полученная закономерность изменения $v_д$ в функции Δ является общей для любых значений $\Lambda_д>3$ и любых давлений p_{max}. Экономическая плотность заряжания $\Delta_э$ является функцией p_{max} и $\Lambda_д$; при константах таблиц проф. Н. Ф. Дроздова ($p_0=300$; $\varkappa=1{,}06$; $f=950\,000$; $\delta=1{,}6$) составлена таблица значений $\Delta_э=f(p_{max}, \Lambda_д)$ (см. табл. 10.1).

В каждом орудии, у которого число объемов расширения $\Lambda_э>3$, при данном давлении p_{max} можно получить максимум дульной скорости при $\Delta=\Delta_m$ и примерно на 1% меньшую скорость при значительно меньшей плотности заряжания $\Delta=\Delta_э$.

Таблица 10.1

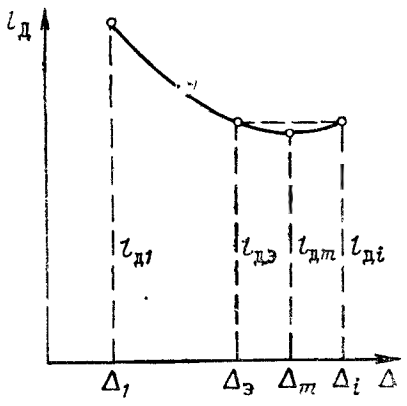
Экономические плотности заряжания $\Delta_э$ для порохов при $\varkappa=1{,}06$

$\Delta_д$ \ p_{max}	1800	2000	2200	2400	2600	2800	3000	3200	3400	3600
2	0,41	0,44	0,48	0,52	0,55	0,58	0,62	0,65	0,68	0,71
3	0,46	0,51	0,55	0,58	0,62	0,65	0,68	0,71	0,74	0,76
4	0,50	0,54	0,59	0,63	0,66	0,70	0,73	0,75	0,78	0,80
5	0,52	0,57	0,61	0,65	0,69	0,72	0,75	0,78	0,80	0,82
6	0,54	0,59	0,63	0,67	0,70	0,73	0,76	0,79	0,81	0,84
7	0,55	0,60	0,64	0,68	0,72	0,75	0,78	0,80	0,83	0,86
8	0,56	0,61	0,66	0,70	0,73	0,76	0,79	0,82	0,84	0,87
9	0,58	0,63	0,68	0,72	0,75	0,79	0,81	0,84	0,86	0,88
10	0,60	0,65	0,70	0,74	0,77	0,80	0,83	0,86	0,88	0,90
$r'_д$	0,160	0,174	0,188	0,202	0,216	0,228	0,241	0,253	0,265	0,276
$\Delta_н$	0,492	0,532	0,568	0,600	0,631	0,660	0,687	0,711	0,736	0,762

Обратная задача. Приняв теперь за исходную заданную величину скорость $v_{д\,m}$, получаемую на графике фиг. 10.1 при Δ_m, и обозначив соответствующую величину пути снаряда $l_{д\,m}$, обратим задачу и будем искать при тех же значениях p_{max}, но при других $\Delta\neq\Delta_m$, значения $l_д$, обеспечивающие получение той же заданной величины $v_{д\,m}$.

Если на фиг. 10.1 в точке $v_{д\,max}$ при $\Delta=\Delta_m$ провести горизонталь, то все скорости при других Δ располагаются ниже этой горизонтали и тем ниже, чем дальше данная Δ отстоит от Δ_m. Поэтому, чтобы получить ту же скорость $v_{д\,max}$ при том же p_{max} и при $\Delta\neq\Delta_m$, необходимо увеличить длину пути снаряда $l_д$ и тем больше, чем больше данная Δ удалена от Δ_m.

Следовательно, кривая длин канала ствола, обеспечивающих



Фиг. 10.2. Зависимость пути снаряда от Δ; $p_{max}=$const; $v_д=$const

получение одной и той же скорости снаряда $v_д$, будет иметь минимум при $\Delta=\Delta_m$ и будет обращена выпуклостью вниз, как это показано на фиг. 10.2.

Это важное положение справедливо для любой пары значений p_{max} и $\Lambda_д$ и для разных $v_э$. Оно говорит о наличии наивыгоднейших решений и в дальнейшем будет использовано в теории баллистического проектирования.

Общие зависимости конструктивных данных канала ствола от условий заряжания при заданных $v_д$ и p_{max}

Для установления связи между конструктивными элементами канала ствола и условиями заряжания используется обычная формула для скорости снаряда во втором периоде. Это означает, что порох сгорает полностью до вылета снаряда, что в свою очередь обеспечивает более экономичное использование заряда:

$$v_д^2=v_{пр}^2\left\{1-\left(\frac{\Lambda_к+1-\alpha\Delta}{\Lambda_д+1-\alpha\Delta}\right)^{\theta}\left[1-\frac{B\theta}{2}(1-z_0)^2\right]\right\},$$

где

$$v_{пр}^2=\frac{2gf\omega}{\varphi^0 q};\quad \Lambda_к=\frac{l_к}{l_0};\quad \Lambda_д=\frac{l_д}{l_0},\quad \Lambda_д+1=\frac{l_0+l_д}{l_0}=\frac{W_{кан}}{W_0}.$$

Обозначив

$$\left[1-\frac{B\theta}{2}(1-z_0)^2\right]=\left(1-\frac{v_к^2}{v_{пр}^2}\right)=1-\varphi r_к=1-r'_к$$

и

$$1-\frac{v_д^2}{v_{пр}^2}=1-\varphi r_д=1-r'_д,$$

представим уравнение для скорости во втором периоде в симметричном виде:

$$(\Lambda_д+1-\alpha\Delta)(1-r'_д)^{\frac{1}{\theta}}=(\Lambda_к+1-\alpha\Delta)(1-r'_к)^{\frac{1}{\theta}}. \qquad (10.1)$$

При заданных p_{max} и Δ правая часть уравнения (10.1) — величина постоянная, так как $\Lambda_к$, B и $r'_к$ зависят только от p_{max} и Δ (см. таблицы ГАУ).

Обозначим

$$(\Lambda_к+1-\alpha\Delta)(1-r'_к)^{\frac{1}{\theta}}=(\Lambda_к+1-\alpha\Delta)\left[1-\frac{B\theta}{2}(1-z_0)^2\right]^{\frac{1}{\theta}}=K.$$

Решая уравнение (10.1) относительно $\Lambda_д+1=W_{кан}/W_0$, перенося W_0 в правую часть, после деления обеих частей уравнения на q, получим

$$\frac{W_{кан}}{q}=\frac{W_0}{q}\left[\frac{K}{(1-r'_д)^{\frac{1}{\theta}}}+\alpha\Delta\right]. \qquad (10.2)$$

Вычитая из обеих частей равенства по W_0/q и учитывая, что $W_{кан}-W_0=W_д=sl_д$, будем иметь

$$\frac{sl_д}{q}=\frac{W_д}{q}=\frac{W_0}{q}\left[\frac{K}{\left(1-r'_д\right)^{\frac{1}{\nu}}}+\alpha\Delta-1\right]. \qquad (10.3)$$

Здесь введены отношения $\frac{W_{кан}}{q}$, $\frac{W_д}{q}$ и $\frac{W_0}{q}$ потому, что именно величина этих отношений определяет скорость снаряда $v_д$.

В самом деле, из формул

$$\eta_д=\frac{p_{ср}}{p_{max}}=\frac{\varphi q v_д^2}{2g W_д p_{max}}$$

и

$$R_д=\frac{\varphi q v_д^2}{2g W_{кан} p_{max}}$$

получаем

$$v_д^2=\frac{2g\eta_д}{\varphi}\frac{W_д}{q}p_{max}$$

или

$$v_д^2=\frac{2gR_д}{\varphi}\frac{W_{кан}}{q}p_{max}.$$

Исследования показывают, что отношения $\eta_д/\varphi$ и $R_д/\varphi$ при данных $v_д$ не зависят от величины p_{max} и близки к постоянным; следовательно, скорость снаряда будет определяться в основном отношениями $W_д/q$ и $W_{кан}/q$, а величины $W_д/q$ и $W_{кан}/q$ должны расти почти пропорционально квадрату начальной скорости снаряда $v_д$

При данном весе снаряда (как бывает при баллистическом проектировании) пропорционально квадрату скорости будут расти весь объем канала $W_{кан}$, его рабочая часть $W_д$, а следовательно, и объем каморы W_0, так как $W_0=W_{кан}-W_д$. Для W_0/q имеем зависимость

$$\frac{W_0}{q}=\frac{1}{\Delta}\frac{\omega}{q}. \qquad (10.4)$$

Так как в дальнейшем придется иметь дело с фактической длиной канала

$$L_{кан}=l_{кам}+l_д=\frac{l_0}{\chi}+l_д=l_0+l_д-l_0\left(1-\frac{1}{\chi}\right),$$

$$sL_{кан}=s(l_0+l_д)-sl_0\left(1-\frac{1}{\gamma}\right)=W_{кан}-W_0\left(1-\frac{1}{\chi}\right)=$$

$$=W_{кан}-W'_0n',$$

где $n'=1-\frac{1}{\chi}$ — относительное укорочение каморы.

Следовательно,

$$\frac{sL_{\text{кан}}}{q}=\frac{W_{\text{кан}}}{q}-\frac{W_0 n'}{q}=\frac{W_0}{q}\left[\frac{K}{\left(1-r'_{\text{д}}\right)^{\frac{1}{\gamma}}}+\alpha\Delta-n'\right]. \qquad (10.5)$$

Входящая во все эти формулы (10.2), (10.3) и (10.5) величина к. п. д. $r'_{\text{д}}$ при заданной $v_{\text{д}}$ является функцией только отношения ω/q. В самом деле,

$$r'_{\text{д}}=\frac{\varphi q v_{\text{д}}^2\theta}{2gf\omega}=\frac{a+b\frac{\omega}{q}}{\frac{\omega}{q}}\cdot\frac{\theta v_1^2}{f\cdot 2g}=k_v\frac{a+b\frac{\omega}{q}}{\frac{\omega}{q}}=f\left(\frac{\omega}{q}\right), \qquad (10.6)$$

где

$$k_v=\frac{\theta v_{\text{д}}^2}{2gf}=\text{const}.$$

При табличных значениях $f=950\,000$, $\theta=0{,}2$, $g=98{,}1$

$$k_v=\frac{v_{\text{д}}^2}{932\cdot 10^4}=\left(\frac{v_{\text{д}}}{3050}\right)^2,$$

где $v_{\text{д}}$ в *м/сек*.

Анализ показывает, что правые части формул (10.2) ÷ (10.5) являются функциями только двух переменных величин — плотности заряжания Δ и относительного веса заряда ω/q. В самом деле, при данном $p_{\max}$ величины K и $\alpha\Delta$ — функции Δ, величина $r'_{\text{д}}$ — функция ω/q.

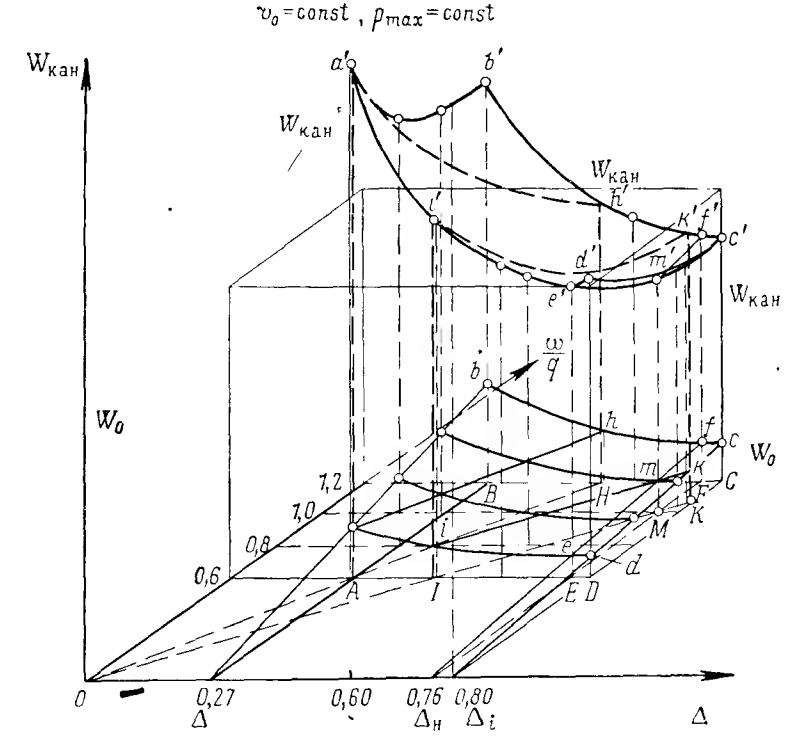
Следовательно, все конструктивные элементы канала ствола ($W_{\text{кан}}$, $W_{\text{д}}$, W_0, $L_{\text{кан}}$) являются функциями условий заряжания Δ и ω/q; в пространственных координатах Z, Δ, ω/q они выражаются поверхностями вида

$$Z=F\left(\frac{\omega}{q},\ \Delta\right).$$

Все эти поверхности, кроме поверхности (10.4), имеют вид асимметричных «гамаков», обращенных выпуклостью вниз (фиг. 10.3); низшая точка каждого гамака соответствует минимуму исследуемой величины ($W_{\text{кан}}$, $W_{\text{д}}$, $L_{\text{кан}}$), который получается при своей определенной паре значений Δ и ω/q. Наличие минимума у всех основных конструктивных элементов канала имеет существенное значение при разработке рациональной методики баллистического проектирования орудий.

Поверхность $\frac{W_0}{q}=\frac{\omega}{q}\frac{1}{\Delta}$, изображенная на той же фиг. 10.3, не имеет минимума и представляет собой своеобразный „гиперболический

скат", выходящий из оси $o\Delta$ ($\omega/q=0$, $W_0/q=0$). При $\Delta=\text{const}$ она дает в сечениях прямые, выходящие из оси Δ, причем угол α тем больше, чем меньше Δ, так как $\operatorname{tg}\alpha=\frac{1}{\Delta}$ (линии $ab-ef$); при $\frac{\omega}{q}=$ $=\text{const}$ в сечениях получаются отрезки равнобоких гипербол (линии bfc, aed), расположенные тем выше, чем больше ω/q.



Фиг. 10 3. Зависимость объема канала и объема каморы от Δ и ω/q.

Поверхность $W_{кан}/q$ изображена на фиг. 10.3. При $\Delta=\Delta_1$ ее ординаты Aa' и Bb', при $\Delta=\Delta_i$—Cc' и Dd'. Минимум поверхности получается в точке m'; ордината Mm' получается при $\Delta=\Delta_н$ и $(\omega/q)_0$ (оптимальный заряд). Она выражает собой объем канала «орудия наименьшего объема», обеспечивающего получение заданной скорости $v_д$ при выбранном давлении p_{max}. Ордината Mm выражает объем каморы орудия с наименьшим объемом канала.

Рассмотрение поверхностей $W_{кан}/q$ и W_0/q показывает, что, кроме орудия наименьшего объема, имеется бесконечно большое число орудий с бóльшими объемами канала, но с меньшими и

бо́льшими объемами камор, и конструктор должен из этого многообразия выбрать тот, который лучше всего отвечает поставленным тактико-техническим требованиям и дает хорошие баллистические характеристики.

Следует иметь в виду, что орудие наименьшего объема в большинстве случаев не будет практически удовлетворительным вариантом, и от него приходится отступать в сторону увеличения объема канала, но с одновременным улучшением ряда других характеристик.

Абсолютно наилучшего решения в общем случае быть не может, и принимаемое решение является наилучшим лишь условно, смотря по тому, какое из предъявляемых к будущему орудию требований признается наиболее важным.

Следует также отметить, что минимумы длины канала ствола по уравнению (10.5) и длины пути снаряда по уравнению (10.3) получаются при других значениях ω/q и Δ, чем ω_0/q и $\Delta_н$ по уравнению (10.2).

В дальнейшем будем обозначать наивыгоднейшие значения $\Delta_н$ и ω_0/q для рассматриваемых трех случаев индексами тех уравнений, из которых они определяются; для орудия наименьшего объема $\Delta_{н2}$ и $\left(\frac{\omega_0}{q}\right)_2$; для орудия с наименьшей длиной канала $\Delta_{н5}$ и $\left(\frac{\omega_0}{q}\right)_5$; для орудия с наименьшей длиной пути снаряда $\Delta_{н3}$ и $\left(\frac{\omega_0}{q}\right)_3$.

Условия заряжания $\left(\Delta \text{ и } \frac{\omega}{q}\right)$ для орудия наименьшего объема, наименьшей длины канала и наименьшей длины пути снаряда

Для решения поставленной задачи надо в каждом из уравнений (10.2), (10.3) и (10.5) поочередно, полагая $\frac{\omega}{q} = \text{const}$, дифференцировать правые части по Δ и находить минимумы по общим правилам, приравнивая $dz_к/d\Delta$ к нулю; затем, полагая $\Delta = \text{const}$, то же делать по ω/q или лучше по переменной $r_д$, которая меняется в менее широких пределах, чем ω/q. В некоторых случаях аналитическое решение получается только для упрощенного случая ($p_0 = 0$, $\varkappa = 1$, $\sigma = 1$, $\sigma = 1/\delta$), а для определения $r'_{д\,опт}$ или $\Delta_н$ в общем случае приходится решать задачу численно.

Подробно этот вопрос освещен в учебнике проф. М. Е. Серебрякова («Внутренняя баллистика», Оборонгиз, 1949 г.) и в работах проф. М. С. Горохова. Здесь дадим лишь окончательные выводы и зависимости.

Определение наивыгоднейшей плотности заряжания $\Delta_н$

Орудие наименьшего объема. Уравнение (10.2) для упрощенного случая ($p_0=0$, $\varkappa=1$, $\alpha=1/\delta$) принимает вид

$$\frac{W_{кан}}{q}=\frac{\omega}{q}\,\frac{1}{\Delta}\left[\frac{1-\alpha\Delta}{\left(1-\frac{B\theta}{2}\right)^{\frac{1}{\theta}}}\,\frac{1}{\left(1-r'_д\right)^{\frac{1}{\theta}}}+\alpha\Delta\right]. \qquad (10.2')$$

Для определения $\Delta_н$, обеспечивающей минимум объема канала, используем условие сохранения $p_{max}=\text{const}$:

$$B=\frac{a_m\Delta}{1-\alpha\Delta}, \qquad (9.17)$$

где

$$a_m=\frac{F_2(\theta)f}{p_{max}}; \quad \text{при} \quad \theta=0{,}2 \quad F_2(\theta)=0{,}32.$$

Подставляя выражение (9.17) в формулу (10.2'), дифференцируя по Δ $\left(\text{или по } y=\frac{1}{\Delta}-\alpha\right)$ и приравнивая производную нулю, получаем

$$\Delta_{н_2}=\frac{1}{\alpha+F_3(\theta)\,\frac{f}{p_{max}}}=\frac{1}{\alpha+\frac{(1+\theta)}{2}a_m}, \qquad (10.7)$$

где $F_3(\theta)=\frac{1+\theta}{2}F_2(\theta)$; при $\theta=0{,}2$ $F_3(\theta)=0{,}192$.

Формула (10.7) показывает, что плотность заряжания $\Delta_{н2}$, при которой получается орудие наименьшего объема, зависит только от p_{max} и природы пороха, растет с увеличением p_{max} и не зависит от ω/q.

Проф. М. С. Горохов для случая $p_0=300$ *кг/см*^{2} и $\alpha\neq\frac{1}{\delta}$ дал значения $\Delta_{н2}$ в функции p_{max} для разных форм порохов.

Значения $\Delta_{н2}$ из табл. 10.2 при $\varkappa=1$ отличаются от значений $\Delta_{н2}$, вычисленных по формуле (10.7), так как допущения $p_0=0$ и $\alpha=\frac{1}{\delta}$ значительно отклоняются от действительных величин. Для ленточных порохов ($\varkappa=1{,}06$ и $p_0=300$) $\Delta_{н2}$ можно выразить эмпирической формулой:

$$\Delta_{н2_{1{,}06}}=\sqrt{\frac{p_{max}-300}{5700}},$$

где p_{max} в *кг/см*^{2}.

Таблица 10.2

Значения $\Delta_{н2}$

Форма пороха	p_{max} / $\varkappa$	2000	2400	2800	3200	3600	4000
Лента	1,06	0,53	0,60	0,66	0,71	0,76	0,80
Трубка	1 00	0,545	0,62	0,68	0,73	0,77	0,815
С семью каналами	0,72	0,655	0,735	0,775	0,84	0,88	0,93

Для $\varkappa=1{,}00$ $\Delta_{н2_{1,0}}=\Delta_{н2_{1,06}}+(0{,}02\div 0{,}01)$;

для $\varkappa=0{,}72$ $\Delta_{н2_{0,72}}=\Delta_{н2_{1,06}}+(0{,}13\div 0{,}10)$.

Если $\Delta_{н2}$ из выражения (10.7) подставить в формулу (9.17), то

$$B_{н2}=\frac{2}{1+\theta}=\text{const}$$

независимо от значений p_{max} и $\Delta_{н2}$.

Получается своего рода «универсальная постоянная», т. е. для всех орудий наименьшего объема для пороха данной природы, независимо от величин p_{max}, $v_д$ и $\Delta_{н2}$ параметр заряжания $B_{н2}$ сохраняет одно и то же значение.

Для случая $p_0=0$, $\varkappa=1$, $\alpha=1/\delta$ при $\theta=0{,}2$, $B_{н2}=1{,}667$.

Для таблиц проф. Н. Ф. Дроздова и таблиц ГАУ при принятых для них константах ($\varkappa=1{,}06$, $p_0=300$ и т. д.), по исследованиям проф. М. С. Горохова, величина $B_{н2}$ также близка к постоянной ($1{,}91\div 1{,}93$). Она значительно отличается от величины 1,667, полученной для простейшего случая.

Орудие с наименьшей длиной пути $l_д$ по качалу. Для орудия с наименьшей длиной пути $l_д$ или наименьшим рабочим объемом $W_д$ для упрощенного случая уравнение (10.3) примет вид

$$\frac{W_д}{q}=\frac{1}{\Delta}\,\frac{\omega}{q}\left[\frac{1-\alpha\Delta}{\left(1-\frac{B\theta}{2}\right)^{\frac{1}{\theta}}}\,\frac{1}{\left(1-r'_д\right)^{\frac{1}{\theta}}}+\alpha\Delta-1\right], \qquad (10.3')$$

откуда после аналогичных преобразований получаем

$$\Delta_{н3}=\frac{1}{\alpha+\frac{F_3(\theta)}{(1-\xi_1)}\,\frac{f}{p_{max}}}, \qquad (10.7')$$

где

$$\xi_1=(1-r'_д)^{\frac{1}{\theta}}\left(1-\frac{B\theta}{2}\right)^{\frac{1}{\theta}+1}\approx 0{,}1.$$

Сравнение формул (10.7) и (10.7′) показывает, что $\Delta_{н3}<\Delta_{н2}$. Если $\Delta_{н2}=0{,}70$, то $\Delta_{н3}=0{,}665$, т. е. меньше приблизительно на 5%.

Для орудия с наименьшей длиной канала $L_{кан}$ по формуле (10.5) $\Delta_{п5}$ имеет промежуточное значение:

$$\Delta_{н3}<\Delta_{н5}<\Delta_{н2}.$$

Разница получается в зависимости от величины $n'=1-\frac{1}{\chi}$, где χ — уширение каморы.

Определение оптимального относительного заряда ω_0/q

Орудие наименьшего объема. При постоянных p_{max} и Δ уравнение (10.2) можно написать так:

$$\frac{W_{кан}}{q}=\frac{\omega}{q}\,\frac{K}{\Delta}\left[\frac{1}{(1-r'_д)^{\frac{1}{\theta}}}+\frac{\alpha\Delta}{K}\right]. \qquad (10.2'')$$

Из выражения (10.6) находим зависимость ω/q через $r'_д$:

$$\frac{\omega}{q}=\frac{ak_v}{r'_д-bk_v}=\frac{a}{\frac{r'_д}{k_v}-b}, \qquad (10.8)$$

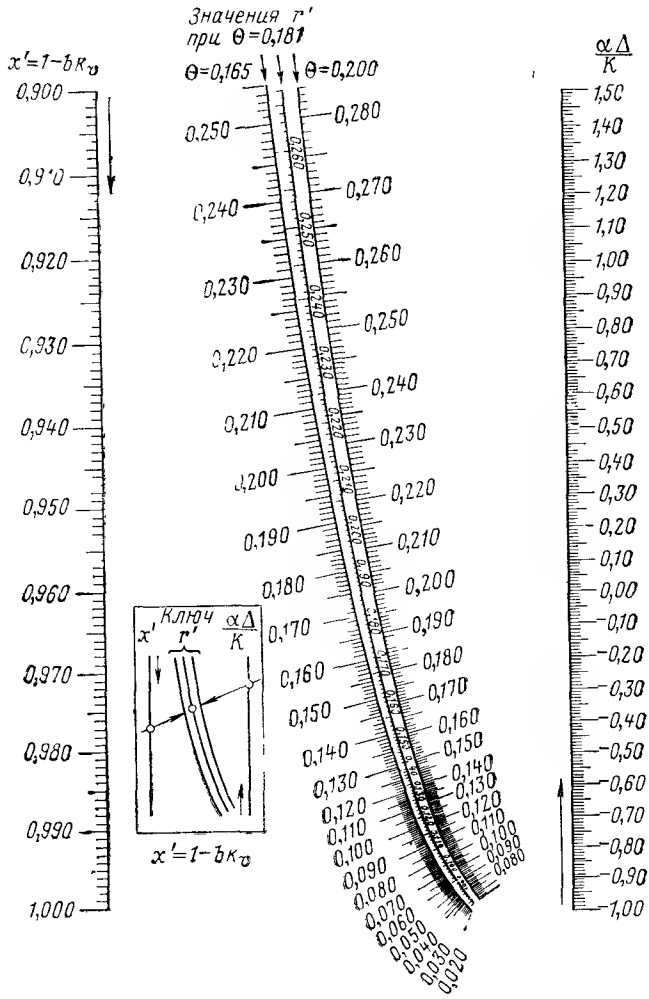
где

$$k_v=\frac{\theta v_д^2}{2gf}.$$

Подставляя ее в формулу (10.2″), дифференцируя по $r'_д$ и приравнивая производную к нулю, получаем уравнение (10.9) для определения того значения $r'_{д2}$, при котором получается минимум объема канала ствола:

$$\frac{1}{\theta}\,\frac{1-bk_v}{(1-r'_д)^{\frac{1}{\theta}+1}}-\frac{\frac{1}{\theta}+1}{(1-r'_д)^{\frac{1}{\theta}}}=\frac{\alpha\Delta}{K}. \qquad (10.9)$$

При $\theta=\text{const}$ правая часть этого выражения зависит от p_{max} и Δ и имеет совершенно определенное значение; левая часть зависит от параметра $(1-bk_v)$, где $k_v=\frac{\theta v_д^2}{2gf}$, и от переменной $r'_д$. То значение $r'_{д2}$, при котором удовлетворяется уравнение (10.9), по



Фиг. 10.4. Номограмма для определения оптимального $r'_д$ (к. п. д).

формуле (10.8) определяет $\left(\frac{\omega_0}{q}\right)_2$, при котором получается „орудие наименьшего объема". Это значение $r'_{д2}$ можно найти методом попыток или решить посредством номограммы, составленной Н. А. Криницким. Так как эта номограмма позволяет решить еще ряд задач, то приводим ее на графике (фиг. 10.4).

Номограмма имеет две равномерные шкалы с входными числами

$$\frac{\alpha\Delta}{K} \text{ и } x' = 1 - bk_v = 1 - \frac{b\theta v_д^2}{2gf}.$$

и одну неравномерную шкалу $r'_д$. Так как эта шкала зависит от θ, то на номограмме даны три шкалы $r'_д$ при трех значениях: $\theta=0{,}165$ для мощных нитроглицериновых порохов, $\theta=0{,}181$ для нитроглицериновых порохов средней мощности, $\theta=0{,}20$ для пироксилиновых порохов. $\alpha\Delta/K$ находят по табл. 10.3 как функцию p_{max} и Δ (стр. 584).

Соединяя линейкой значение $\alpha\Delta/K$ на правой шкале и x' на левой, на шкале $r'_д$ отсчитывают то значение $r'_{д2}$, при котором объем канала орудия получается наименьшим. Зависимость $\alpha\Delta/K$ от Δ при разных p_{max} дается в табл. 10.3; при данном p_{max} величина $\alpha\Delta/K$ с увеличением Δ сначала растет, проходит через максимум и снова убывает.

Величина Δ, при которой $\alpha\Delta/K$ проходит через максимум, является наивыгоднейшей плотностью заряжания $\Delta_н$; эти значения $\alpha\Delta/K$ при разных p_{max} в табл. 10.3 подчеркнуты, и по ним можно найти $\Delta_н$.

После определения по номограмме величины $r'_{д0}$ из выражения (10.8) находят $(\omega_0/q)_2$ и другие баллистические характеристики:

$$\left(\frac{\omega_0}{q}\right)_2=\frac{a}{\dfrac{r'^2_{12}}{k_v}-b}=\frac{ak_v}{r'^2_{12}-bk_v}. \qquad (10.8)$$

Орудие наименьшей длины $L_{кан}$ при наличии уширения каморы и орудие с наименьшей длиной пути снаряда $l_д$. Проводя с уравнениями (10.3) и (10.5) те же преобразования, что и с уравнением (10.2), получим

$$\frac{sL_{кан}}{f}=\frac{\omega}{q}\,\frac{K}{\Delta}\left[\frac{1}{\left(1-r'_д\right)^{\frac{1}{\theta}}}+\frac{\alpha\Delta-n'}{K}\right], \qquad (10.5)$$

$$\frac{W_д}{q}=\frac{\omega}{q}\,\frac{K}{\Delta}\left[\frac{1}{\left(1-r'_д\right)^{\frac{1}{\theta}}}+\frac{\alpha\Delta-1}{K}\right]. \qquad (10.3')$$

Аналогично уравнению (10.9) получаем условия для определения значений r'_0, при которых получаются минимумы длины канала $L_{кан}$ с уширением каморы χ и длины пути снаряда $l_д$:

$$\text{для } L_{кан\,min}\left|\frac{1}{\theta}\,\frac{1-bk_v}{\left(1-r'_{д5}\right)^{\frac{1}{\theta}+1}}+\frac{\frac{1}{\theta}+1}{\left(1-r'_{д5}\right)^{\frac{1}{\theta}}}=\frac{\alpha\Delta-n'}{K}\right., \qquad (10.10)$$

Значения функции $\frac{\alpha\Delta}{K}$ (константы по таблицам ГАУ) Таблица 10.3

p_{max} / Δ	1600	1800	2000	2200	2400	2600	2800	3000	3200	3600	4000	4400	4800	5200	5600	6000	Δ
0,40	0,342	0,376	0,404	0,424	0,442	0,458	0,473	0,486	0,500	0,525	0,549	0,574	0,596	0,617	0,635	0,653	0,40
0,42	0,345	0,384	0,415	0,440	0,460	0,478	0,493	0,507	0,521	0,547	0,570	0,597	0,622	0,645	0,666	0,682	0,42
0,44	0,348	0,389	0,424	0,453	0,477	0,497	0,516	0,530	0,546	0,569	0,596	0,622	0,648	0,674	0,698	0,720	0,44
0,46	0,350	0,392	0,430	0,465	0,492	0,514	0,534	0,552	0,568	0,595	0,622	0,649	0,676	0,702	0,727	0,750	0,46
0,48	0,348	0,394	0,436	0,474	0,505	0,530	0,553	0,572	0,592	0,622	0,650	0,676	0,704	0,729	0,754	0,778	0,48
0,50	0,345	0,396	0,440	0,481	0,515	0,546	0,570	0,594	0,614	0,648	0,678	0,705	0,732	0,760	0,786	0,811	0,50
0,52	0,339	0,395	0,441	0,486	0,524	0,558	0,589	0,612	0,634	0,673	0,706	0,734	0,761	0,789	0,817	0,839	0,52
0,54	0,331	0,394	0,445	0,489	0,530	0,568	0,600	0,628	0,652	0,697	0,733	0,763	0,791	0,819	0,845	0,875	0,54
0,56	0,320	0,388	0,444	0,490	0,535	0,575	0,610	0,641	0,669	0,719	0,760	0,793	0,822	0,851	0,881	0,910	0,56
0,58	0,304	0,378	0,437	0,491	0,538	0,581	0,619	0,653	0,685	0,740	0,785	0,823	0,855	0,885	0,915	0,946	0,58
0,60	0,290	0,367	0,433	0,490	0,540	0,585	0,627	0,665	0,700	0,761	0,812	0,854	0,890	0,920	0,952	0,985	0,60
0,62	0,269	0,349	0,421	0,486	0,539	0,588	0,633	0,674	0,713	0,780	0,836	0,885	0,924	0,959	0,991	1,023	0,62
0,64	0,256	0,335	0,422	0,480	0,537	0,589	0,637	0,682	0,724	0,797	0,858	0,910	0,955	0,995	1,029	1,060	0,64
0,66	—	0,319	0,398	0,469	0,533	0,588	0,638	0,687	0,731	0,812	0,878	0,934	0,986	1,030	1,069	1,105	0,66
0,68	—	0,297	0,381	0,456	0,526	0,585	0,638	0,691	0,736	0,823	0,896	0,958	1,016	1,063	1,106	1,149	0,68
0,70	—	0,282	0,362	0,440	0,513	0,578	0,637	0,691	0,739	0,832	0,912	0,980	1,043	1,095	1,145	1,186	0,70
0,72	—	—	0,339	0,420	0,496	0,566	0,632	0,689	0,738	0,838	0,926	1,001	1,068	1,127	1,180	1,228	0,72
0,74	—	—	0,317	0,402	0,475	0,550	0,622	0,684	0,735	0,842	0,938	1,021	1,091	1,156	1,212	1,269	0,74
0,76	—	—	—	0,377	0,459	0,531	0,605	0,674	0,730	0,844	0,946	1,036	1,113	1,184	1,245	1,300	0,76
0,78	—	—	—	0,351	0,433	0,512	0,585	0,657	0,722	0,842	0,951	1,047	1,130	1,208	1,280	1,344	0,78
0,80	—	—	—	—	0,410	0,490	0,567	0,641	0,711	0,839	0,953	1,054	1,144	1,231	1,308	1,380	0,80
0,82	—	—	—	—	0,381	0,464	0,542	0,619	0,696	0,834	0,952	1,057	1,153	1,250	1,332	1,409	0,82
0,84	—	—	—	—	—	0,433	0,345	0,592	0,673	0,823	0,949	1,058	1,161	1,262	1,354	1,441	0,84
0,86	—	—	—	—	—	0,402	0,486	0,565	0,644	0,803	0,942	1,057	1,166	1,269	1,374	1,464	0,86
0,88	—	—	—	—	—	—	0,450	0,533	0,612	0,773	0,930	1,054	1,169	1,276	1,382	1,482	0,88
0,90	—	—	—	—	—	—	0,414	0,498	0,580	0,739	0,908	1,046	1,172	1,281	1,390	1,495	0,90
0,92	—	—	—	—	—	—	—	0,463	0,545	0,702	0,871	1,032	1,171	1,290	1,395	1,503	0,92
0,94	—	—	—	—	—	—	—	—	0,501	0,665	0,831	1,003	1,169	1,298	1,408	1,511	0,94
0,95	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,644	0,807	0,986	1,162	1,306	1,421	1,526	0,95

$$\text{для } l_{д\,min}\left|\frac{1}{\theta}\,\frac{1-bk_v}{\left(1-r'_{д3}\right)^{\frac{1}{\theta}+1}}-\frac{\frac{1}{\theta}+1}{\left(1-r'_{д3}\right)^{\frac{1}{\theta}}}=\frac{\alpha\Delta-1}{K}\right. . \qquad (10.11)$$

При определении $r'_{д5}$ по (10.10) и $r'_{д3}$ по (10.11) величина $x'=1-bk_v$ на левой шкале номограммы остается без изменения, а на правой шкале $\frac{\alpha\Delta}{K}$ откладываемые точки снижаются, так как

$$\frac{\alpha\Delta_{н3}-1}{K}<\frac{\alpha\Delta_{н5}-n'}{K}<\frac{\alpha\Delta_{н2}}{K}.$$

Поэтому значения $r'_{д5}$ из уравнения (10.10) и $r'_{д3}$ из уравнения (10.11) будет меньше, чем $r'_{д2}$ из уравнения (10.9).

Так как

$$\frac{\omega}{q}=\frac{ak_v}{r'_д-bk_v},\quad W_0=\frac{\omega}{\Delta},\quad A_д=\frac{W_д}{W_0}=\frac{l_д}{l_0},$$

$$N_{усл}=k'\,\frac{\Lambda_д+1}{\omega/q}\quad\text{и}\quad\eta_\omega=\frac{f}{\theta}r'_д,$$

то получим следующую систему неравенств, где в первом столбце помещены характеристики орудия наименьшего объема, во втором столбце — характеристики орудия наименьшей длины и в третьем — орудия с наименьшей длиной пути снаряда при заданных $v_д$ и p_{max}.

$$\Delta_{н2}>\Delta_{н5}>\Delta_{н3},\qquad \Lambda_{д2}>\Lambda_{д5}>\Lambda_{д3},$$

$$r'_{д2}>r'_{д5}>r'_{д3},\qquad N_2>N_5>N_3,$$

$$\left(\frac{\omega_0}{q}\right)_2<\left(\frac{\omega_0}{q}\right)_5<\left(\frac{\omega_0}{q}\right)_3,\qquad \eta_{\omega 2}>\eta_{\omega 5}>\eta_{\omega 3},$$

$$W_{02}<W_{05}<W_{03},\qquad I_{к2}<I_{к5}<I_{к3}.$$

Сопоставление этих характеристик показывает, что орудие наименьшего объема выгоднее, чем орудие наименьшей длины, и еще выгоднее орудия с наименьшей длиной пути снаряда, так как имеет меньший объем каморы, меньший заряд, большее число объемов расширения, лучший коэффициент использования единицы веса заряда, которые улучшают живучесть канала ствола.

Поэтому орудие наименьшего объема называют также «оптимальным».

Если условие (10.9) представить в виде

$$\frac{1}{\theta}\,\frac{r'_д-bk_v}{\left(1-r'_д\right)^{\frac{1}{\theta}+1}}=\frac{1}{\left(1-r'_д\right)^{\frac{1}{\theta}}}+\frac{\alpha\Delta}{K} \qquad (10.12)$$

и в правую часть уравнения (10.3) подставить левую часть уравнения (10.12), а в левой ω/q заменить из условия (10.8), то после сокращений получим выражение для объема канала орудия наименьшего объема:

$$\left(\frac{W_{\text{кан}}}{q}\right)_{\min} = \frac{K}{\Delta_{\text{н}}}\frac{v_{\text{д}}^2}{2gf}\frac{a}{\left(1-r'_{\text{д}}\right)^{\frac{1}{\varphi}+1}}$$

или

$$\boxed{W_{\text{кан min}} = \frac{aK}{\Delta_{\text{н}}}\frac{qv_{\text{д}}^2}{2gf}\frac{1}{\left(1-r'_{\text{д}}\right)^{\frac{1}{\varphi}+1}}}, \qquad (10.13)$$

где $a=1{,}03$ взято из формулы $\varphi = a + b\frac{\omega}{q}$.

Из анализа таблицы $\alpha\Delta/K$ в функции $p_{\max}$ и Δ можно установить, что в пределах изменения $p_{\max}$ от 2600 до 3600 для $\Delta=\Delta_{\text{н}}$

$$\frac{K}{\Delta_{\text{н}}} \approx \frac{4350}{p_{\max}},$$

где $p_{\max}$ в $кг/см^2$.

Тогда

$$W_{\text{кан min}} = \frac{4350}{p_{\max}}\frac{qv_{\text{д}}^2}{2g}\frac{a}{f}\frac{1}{\left(1-r'_{\text{д}}\right)^{\frac{1}{\varphi}+1}}, \qquad (10.13')$$

и можно сформулировать вывод: объем канала орудия наименьшего объема при заданных $p_{\max}$, $v_{\text{д}}$, d и q прямо пропорционален весу снаряда q, квадрату начальной скорости $v_{\text{д}}$ или дульной энергии снаряда $E_{\text{д}}$ и обратно пропорционален давлению $p_{\max}$ и силе пороха f. Величина $r'_{\text{д}}$ меняется слабо.

Величину $W_{\text{кан}}/q$ можно представить иначе:

$$\frac{W_{\text{кан}}}{q} = \frac{s(l_0+l_{\text{д}})}{q} = \frac{n_s d^3}{q}\frac{(l_0+l_{\text{д}})}{d} = \frac{n_s}{c_q}\frac{L'_{\text{кан}}}{d},$$

или

$$\frac{L'_{\text{кан}}}{d} = \frac{W_{\text{кан}}}{d^3}\frac{1}{n_s} = \frac{W_{\text{кан}}}{sd},$$

где $L'_{\text{кан}} = l_0 + l_{\text{д}}$ — приведенная длина объема канала;
при $\chi > 1$ $L'_{\text{кан}} > L_{\text{кан}}$.

Связь между $L'_{\text{кан}}$ и $L_{\text{кан}}$ дается зависимостью

$$\frac{L_{\text{кан}}}{d} = \frac{L'_{\text{кан}}}{d}\frac{\Lambda_{\text{д}}+\frac{1}{\chi}}{\Lambda_{\text{д}}+1}.$$

Как будет показано ниже, орудие наименьшего объема можно принять как практический вариант лишь в исключительных случаях при очень высоких скоростях $v_д$ (1300—1500 *м/сек*). При меньших скоростях снаряда такое орудие рекомендовать для практики нельзя из-за очень большого объема каморы ($\Lambda_д \approx 3$) и относительного веса заряда; при баллистическом проектировании оно дает лишь исходные данные, от которых при выборе вариантов надо отходить в определенных направлениях.

Итак, на основе использования формулы для скорости $v_д$ во втором периоде установлены общие закономерности, связывающие конструктивные данные канала ствола и условия заряжания; дана методика определения условий заряжания ($\Delta_н$, ω_0/q) для орудия наименьшего объема как отправного варианта при баллистическом проектировании.

Приведенный выше график на фиг. 10.3 показывает, что данную скорость $v_д$ при выбранном давлении p_{max} можно получить при самых разнообразных комбинациях конструктивных данных орудия и условий заряжания: при коротких и длинных стволах, при больших и малых объемах каморы, при бо́льших и меньших плотностях заряжания и зарядах, при более тонком и более толстом порохе. В соответствии с выбранными вариантами и другие баллистические характеристики (η_ω, $\eta_д$, $\eta_к$, $\Lambda_д$) будут иметь свои значения и должны быть приняты во внимание при выборе окончательного варианта

В связи с этим возникает вопрос об установлении рациональной методики в последовательности выбора вариантов, чтобы по возможности при минимальном их числе получить проект орудия, удовлетворяющего и тактико-техническим требованиям и имеющего хорошие баллистические характеристики. Эта методика приведена ниже.

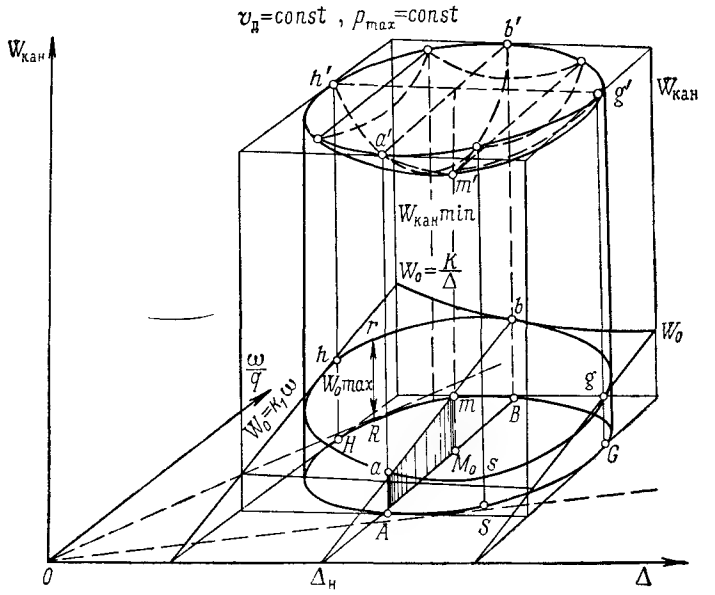
10.5. РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ

Директивная диаграмма и ее анализ

Полученные выше зависимости конструктивных элементов канала ствола от условий заряжания в виде пространственных графиков $Z = f\left(\frac{\omega}{q}; \Delta\right)$ можно использовать для построения специального комбинированного графика, который при выборе вариантов позволяет заранее определить, в каком направлении будут меняться основные баллистические характеристики орудия.

Этот график называется *директивной диаграммой,* так как он дает указания — директивы, в каком направлении надо идти при выборе вариантов, чтобы получить желаемые изменения баллистических характеристик ствола и заряда.

По существу директивная диаграмма представляет собой «топографическую проекцию» на плоскость $\frac{\omega}{q}$, Δ поверхностей $W_{кан}/q$ и W_0/q, изображенных на фиг. 10.5, и дает понятие о рельефе котловины гамака $W_{кан}/q$ и гиперболического ската W_0/q.



Фиг 10.5 Зависимость $W_{кан}$ и W_0 от ω/q и Δ при условии $W_{кан}$=const

Кроме того, на этой же плоскости дополнительно нанесены семейства линий — некоторых баллистических характеристик орудия при заданных q, $v_д$, p_{max}.

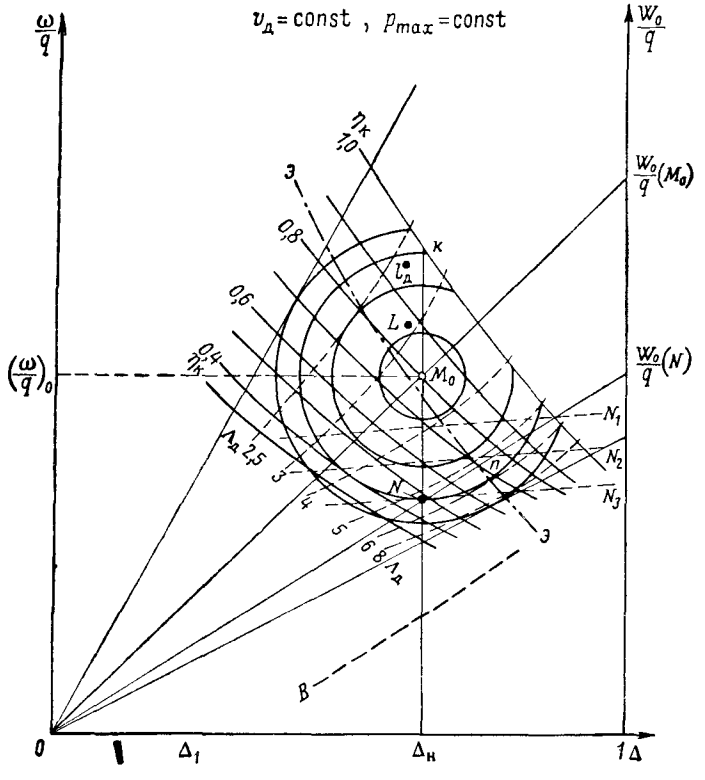
Основные элементы директивной диаграммы (фиг. 10.6)

1. Центром диаграммы, ее основной точкой является точка M_0, соответствующая орудию наименьшего объема для заданных q, $v_д$ и p_{max}. Она соответствует низшей точке гамака и имеет координаты $\Delta_н$ (наивыгоднейшая плотность заряжания) и ω_0/q (оптимальный относительный заряд). Это — самая нижняя точка котловины, выражающей изменение объема канала $W_{кан}$.

2. Вокруг точки M_0 расположены овалоподобные линии равных объемов канала $W_{кан}/q$ (горизонтали — они же «изохоры канала»). Чем больше $W_{кан}/q$, тем дальше от точки M_0 располагается данная изохора. Точка M_0 лежит как бы в центре котловины, края которой подымаются к периферии, причем в разных на-

правлениях крутизна подъема различна, и чем дальше от центра, тем гуще располагаются кривые — изохоры.

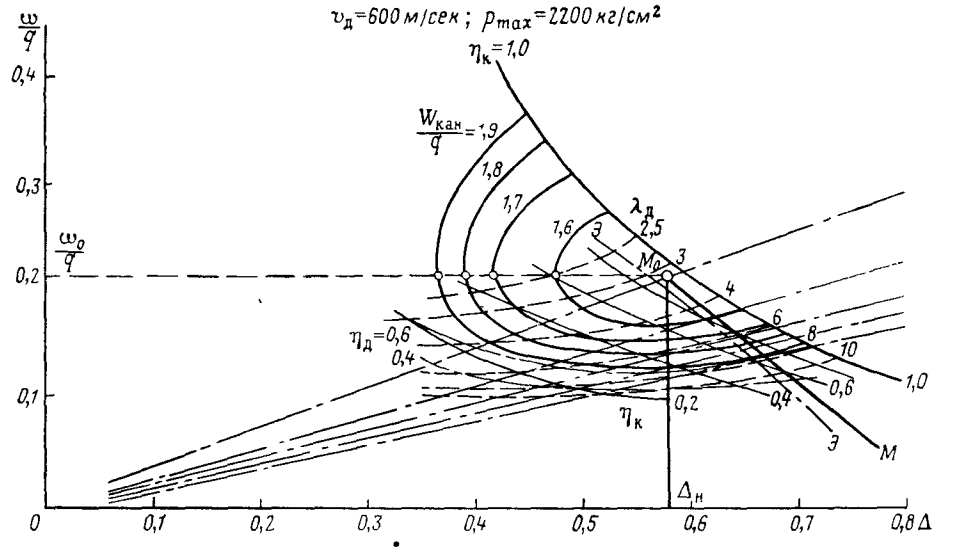
Справа сверху все эти овалы пересечены линией $\eta_к=1$, соответствующей сгоранию пороха в дульном срезе; справа и сверху от нее все варианты получаются с неполным сгоранием пороха.



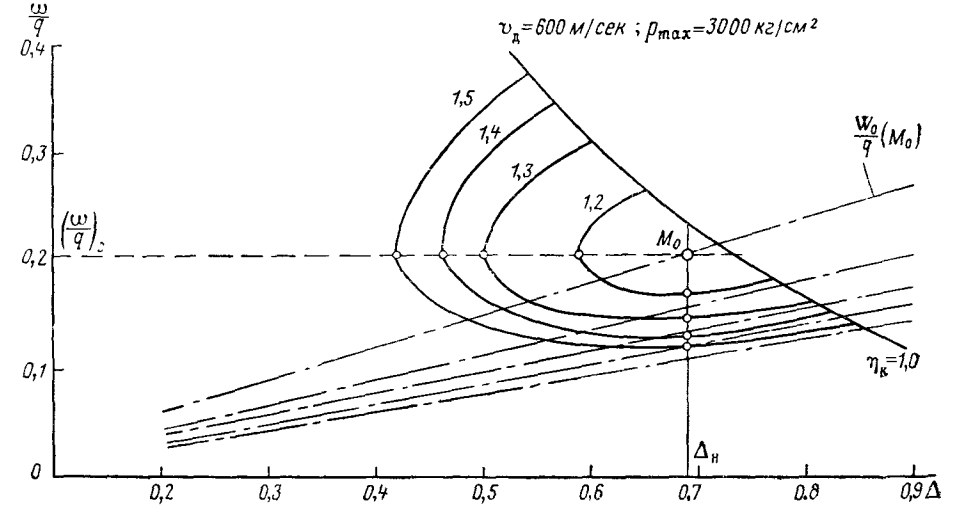
Фиг. 10.6. Директивная диаграмма (схема).

Реальные варианты расположены влево и вниз от линии $\eta_к=1$. При скоростях $v_д=600$ *м/сек* овалы вытянуты больше вдоль оси Δ (фиг. 10.7); при скоростях $v_д>1000$ *м/сек* овалы больше вытянуты в направлении вертикальной оси ω/q (фиг. 10.8). Вообще их вид несколько меняется с изменением комбинации $v_д$ и p_{max}.

При данном наибольшем давлении p_{max} с возрастанием $v_д$ наивыгоднейшая плотность заряжания $\Delta_н$ остается без изменения, а относительный заряд у орудия наименьшего объема возрастает почти пропорционально квадрату скорости $v_д$. С увеличением $v_д$ линии $\eta_к=1$ из пологих становятся более крутыми (см. фиг. 10.8 и 10.9).



Фиг. 10.7. Директивная диаграмма (реальная), $v_д = 600$, $p_{max} = 2200$.



Фиг. 10.8. Директивная диаграмма (реальная); $v_д = 600$, $p_{max} = 3000$.

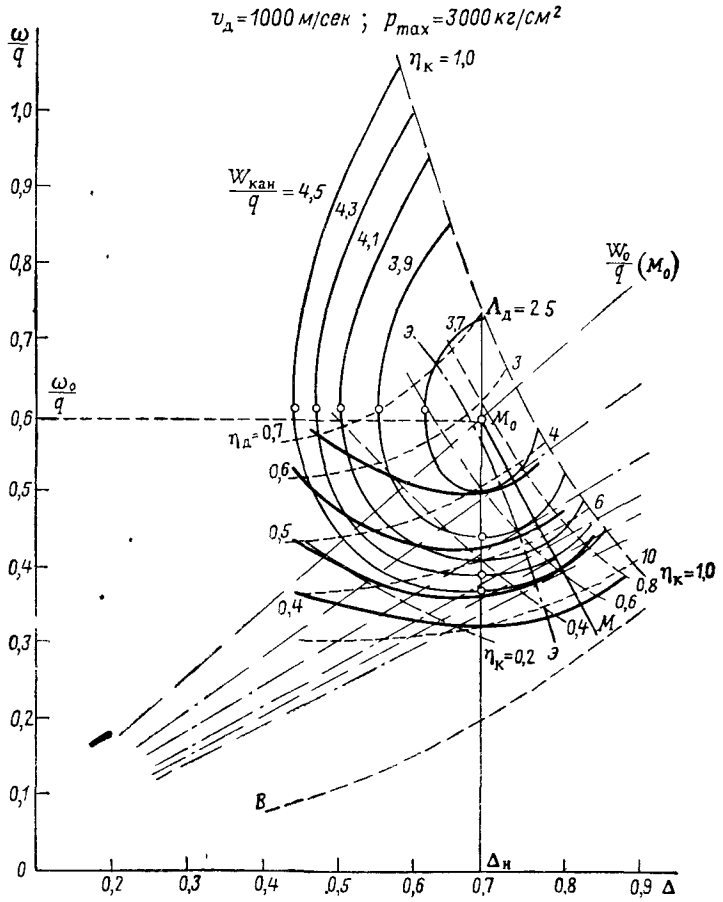
3. Семейство прямых, проведенных из начала координат, представляет собой линии равных объемов камер.

В самом деле,

$$\frac{W_0}{q} = \frac{\omega}{q}\frac{1}{\Delta} = \frac{y}{x} = \text{const} = \operatorname{tg}\alpha_i.$$

Чем больше угол наклона α_i, тем больше объем каморы. Прямая, проходящая через точку M_0, определяет объем каморы орудия наименьшего объема:

$$\left(\frac{W_0}{q}\right)_2 = \left(\frac{\omega_0}{q}\right)_2 \frac{1}{\Delta_{н2}} = \operatorname{tg} \alpha_{0,2}.$$



Фиг. 10 9 Директивная диаграмма (реальная); $v_д = 1000$, $p_{max} = 3000$.

Для какого-либо овала $W_{кан}/q$ прямые, касающиеся этого овала справа и слева, дают минимальный и максимальный объем каморы. Им соответствуют совершенно определенные значения Δ и $\frac{\omega}{q}$:

большое $\frac{\omega}{q}$ и малая Δ для максимального значения $\frac{W_0}{q}$ и малое $\frac{\omega}{q}$ и большая Δ для минимального $\frac{W_0}{q}$.

В других точках этого же овала $W_{кан}/q$ каждой промежуточной величине объема каморы, каждой прямой соответствуют две точки пересечения с овалом и две пары значений Δ и ω/q: одна пара меньших значений Δ и ω/q, другая — бо́льших значений; для первой пары величина B меньше, чем для второй, и порох более тонкий; в соответствии с этим в первом случае порох сгорит раньше, чем во втором.

4. Зная в каждой точке плоскости Δ, $\frac{\omega}{q}$ значения $\frac{W_0}{q}$ и $\frac{W_{кан}}{q}$ и беря их отношения, получим соответствующие значения $\Lambda_д+1$, так как $\Lambda_д+1=\frac{W_{кан}}{W_0}$. Отсюда найдем величины $\Lambda_д$ — числа объемов расширения — важнейшей конструктивной характеристики канала орудия. Соединяя пунктирными линиями равные значения $\Lambda_д$, построим семейство равных $\Lambda_д$; чем больше величина $\Lambda_д$, тем ниже располагается соответствующая ей кривая $\Lambda_д=\text{const}$. Цифры равных $\Lambda_д$ нанесены в левой части диаграммы. Линии $\Lambda_д=\text{const}$ идут слева снизу вверх направо, слегка выгибаясь к оси абсцисс.

5. Кроме этих чисто конструктивных характеристик канала ствола, на диаграмме (см. фиг. 10.6) нанесено семейство кривых, соединяющих равные $\eta_к$ — характеристики положения снаряда в конце горения пороха. Они идут слева сверху вниз направо; на них проставлены значения $\eta_к$ от 0,3 до 1,0. Чем больше $\eta_к$, тем правее и выше лежит кривая $\eta_к$. Линия $\eta_к=1{,}0$ соответствует сгоранию пороха в момент вылета снаряда и является правой верхней границей директивной диаграммы, так как правее и выше ее получается неполное сгорание пороха, чего на практике допускать нельзя.

6. Линии равных η_ω — важнейшей баллистической характеристики использования заряда — расположены параллельно оси Δ и тем выше, чем меньше ω/q, т. е. обратно расположению ω/q.

В самом деле,

$$\eta_\omega=\frac{v_д^2}{2g}:\frac{\omega}{q}.$$

При заданной $v_д$ каждому значению ω/q соответствует свое строго определенное значение η_ω.

Эти линии, параллельные оси абсцисс, на диаграмму не нанесены ввиду очевидности изменения величины η_ω по отношению ω/q.

7. Параметр заряжания B при данном значении p_{max} является монотонной возрастающей функцией Δ.

При $\Delta=\Delta_1$ $B=0$; при $\Delta=\Delta_н$ $B=1{,}91\div1{,}93$. При другом значении p_{max} тем же изменениям Δ будет соответствовать другая кривая B, Δ.

8. Из формулы $B=\dfrac{gs^2I_к^2}{f\omega\varphi q}$, которая может быть приведена к виду

$$B=\frac{gn_s^2\left(\frac{I_к}{d}\right)^2}{f\frac{\omega}{q}\varphi c_q^2},$$

следует, что

$$\frac{I_к}{d}=\sqrt{\frac{f}{g}}\frac{c_q}{n_s}\sqrt{B\varphi\frac{\omega}{q}},$$

так как $\sqrt{\dfrac{f}{g}}\dfrac{c_q}{n_s}=\text{const}$, то изменение $\dfrac{I_к}{d}$ зависит от изменения $\sqrt{B\varphi\dfrac{\omega}{q}}$, где решающее значение имеет произведение $B\dfrac{\omega}{q}$. Так как при переходе по директивной диаграмме от одного варианта к другому известно изменение этих величин, то будет известно и качественное изменение величины $\dfrac{I_к}{d}$. Например, при переходе от точки M_0 вниз в точку N при той же плотности заряжания $\Delta_н$ параметр B не меняется, а $\dfrac{\omega}{q}$ уменьшается.

Следовательно, уменьшится и $\dfrac{I_к}{d}$, уменьшится толщина пороха. При переходе от точки M_0 влево при $\dfrac{\omega}{q}=\text{const}$ B убывает; будет убывать и толщина пороха, уменьшится величина $\eta_к$, порох сгорит раньше.

9. Расчеты показали, что линии равных живучестей N при заданных $v_д$ и p_{max} (по формуле проф. В. Е. Слухоцкого $N=K\dfrac{\Lambda_д+1}{\frac{\omega}{q}}$) располагаются в виде прямых, почти параллельных оси Δ. Чем больше живучесть, тем ниже лежит соответствующая линия $N=\text{const}$. Следовательно, для улучшения живучести канала выгодно брать бо́льшие $\Lambda_д$ (относительно ма́лые объемы камор W_0) и по возможности меньшие заряды $\dfrac{\omega}{q}$.

10. Геометрическим местом точек с наивыгоднейшими Δ_m для данного орудия является линия, проходящая через точку M_0 слева сверху вниз вправо.

Левее нее и почти параллельно ей расположена линия экономических условий заряжания *э—э*.

Следует отметить, что условия заряжания для многих орудий (пушек) очень близки к экономическим.

11. Левее и выше точки M_0 лежат две точки — L и $l_д$; точка L соответствует орудию наименьшей длины при наличии уширения каморы; точка $l_д$ соответствует орудию с наименьшей длиной пути снаряда $l_д$. Как было показано выше,

$$\Delta_{н2} < \Delta_{н5} < \Delta_{н3},$$

$$\left(\frac{\omega_0}{q}\right)_2 < \left(\frac{\omega_0}{q}\right)_5 < \left(\frac{\omega_0}{q}\right)_3.$$

Эти два вида орудия являются менее выгодными, чем орудие наименьшего объема, так как имеют бóльший заряд, бóльший объем каморы, меньшую $\Lambda_д$ и худшую живучесть.

Итак, директивная диаграмма дает качественные зависимости ряда конструктивных и других баллистических характеристик от условий заряжания Δ и ω/q. Если для какой-либо точки директивной диаграммы, пользуясь любыми таблицами для решения задач внутренней баллистики, произвести расчет и найти количественные значения всех характеристик, то потом, идя в любом направлении от этой точки, можно предсказать, в каком направлении изменится каждая из характеристик, улучшится ли она или ухудшится. Проведение расчета дополнительных вариантов даст численные значения этих характеристик.

Обычно первым вариантом рассчитывается орудие наименьшего объема, и после анализа его характеристик выбирают следующий вариант в сторону некоторого увеличения объема канала, уменьшения объема каморы и веса заряда, т. е. идут от точки M_0 вниз при той же $\Delta_{п2}$. Затем в зависимости от полученных данных меняют вариант в направлении получения ожидаемых результатов. При этом исследуются количественные значения и изменения основных характеристик.

Далее можно, воспользовавшись таблицей зависимости экономической плотности заряжания $\Delta_э$ от p_{max} и $\Lambda_д$, задаваясь величиной p_{max}, сразу взять из таблицы две пары значений $\Delta_э$ и $\Lambda_д$ и для них параллельно провести расчет по таблицам. Обычно результаты получаются близкие к практически приемлемым.

Применение директивной диаграммы, отражающей закономерности, связывающие между собой основные баллистические характеристики при заданных $v_д$ и p_{max}, позволяет проводить расчеты вариантов, заранее зная, в каком направлении изменится каждая из характеристик.

В этом состоит основное преимущество директивной диаграммы: она дает наиболее полное и наглядное представление о взаимной связи большинства баллистических характеристик.

Применение директивной диаграммы

Как показали исследования, для практического проектирования орудия вся область директивной диаграммы не используется. Само орудие наименьшего объема (точка M_0) при заданных значениях v_0 и p_{max} может быть реальным вариантом лишь для очень высоких скоростей снаряда (свыше 1300—1500 *м/сек*). Для скоростей 600—1000 *м/сек* орудие наименьшего объема имеет слишком большой вес заряда $\left(\frac{\omega}{q}\right)_0$ и объем каморы ($\Lambda_д$ = =3,0—3,3), поздний конец горения пороха ($\eta_к \sim 0{,}80$), малый коэффициент использования единицы веса заряда η_ω (85 — 80 *т·м/кг* вместо обычных 120—130). Такое резкое снижение величины η_ω или к. п. д. $r_д$ объясняется тем, что при больших $v_д$ и $\left(\frac{\omega}{q}\right)$ становится относительно велика работа на перемещение самой газо-пороховой смеси, возрастает член $\left(b\frac{\omega}{q}\right)$ в формуле $\varphi = a + b\frac{\omega}{q}$, а на работу поступательного движения снаряда затрачивается значительно меньшая часть энергии заряда.

Поэтому для практического проектирования при скоростях $v_0 < 1200$ *м/сек* вся область директивной диаграммы не нужна. В зависимости от вида орудия (пушки, гаубицы, стрелковое оружие) точки диаграммы, представляющие реальные системы, группируются в сравнительно ограниченных зонах.

Во-первых, для практического проектирования пушек, и тем более гаубиц, не используется область вверх и вправо от линии $\eta_к = 0{,}80$, так как бо́льшая величина $\eta_к$ не гарантирует фактического сгорания пороха к моменту вылета снаряда.

Во-вторых, отпадает зона вверх и влево от линии OM_0 как зона чрезмерно больших камор и малых $\Lambda_д (< 3)$.

В-третьих, при существующих трубчатых орудийных порохах практически наибольшая плотность заряжания $\Delta_{пр} < 0{,}75$ (зерненые пороха с одним и семью каналами, особенно пороха для стрелкового оружия, позволяют довести $\Delta_{пр}$ до 0,80—0,90).

Следовательно, по директивной диаграмме нельзя идти правее этой плотности заряжания.

Поэтому для орудий средней мощности (v_0 = =700—900 *м/сек*), у которых $p_{max} = 2800 \div 3000$ *кг/см²* и соответственно $\Delta_{н2} = 0{,}66 \div 0{,}69$, зона практического проектирования будет находиться внизу и вправо от точки M_0 в области экономических условий заряжания при $\Delta > \Delta_{н2}$ и $\eta_к = 0{,}60 \div 0{,}65$.

Для орудий высокой мощности ($v_0 = 1000$— 1200 *м/сек*), у которых $p_{max} = 3500 \div 4000$ *кг/см²*, а соответствующие $\Delta_н = 0{,}75 \div 0{,}81$, идти вправо от $\Delta_{н2}$ нельзя; практически воз-

можные Δ лежат левее $\Delta_{н2}$, и зона практических вариантов лежит левее и ниже точки M_0.

В этом случае практические Δ не соответствуют выбранному давлению p_{max}; параметр B получается меньше 1,91÷1,93; толщина пороха, обеспечивающая это давление, невелика, и порох сгорает рано ($\eta_к \approx 0{,}45 \div 0{,}50$), кривая $p=f(l)$ получается «острой», $\eta_д$ тоже невелико (0,50÷0,55).

Это баллистически невыгодное решение — результат несоответствия реальных плотностей заряжания давлениям p_{max}, но при существующих формах порохов и их малых гравиметрических плотностях с этим приходится мириться

Переход на пороха с семью каналами, у которых $\Delta_{пр} = 0{,}80 \div 0{,}90$, тоже не решает дела, так как для них и $\Delta_{н2}$, соответствующие тем же p_{max}, значительно выше (на 0,10—0,13 по табл. 10.2. М. С. Горохова) и практические $\Delta_{пр}$ тоже оказываются ниже теоретических значений $\Delta_{н2} = 0{,}88 \div 0{,}93$ для этих давлений p_{max}.

Для высоких давлений p_{max} нужны пороха, допускающие значительно более высокие гравиметрические плотности $\Delta_{гр}$, порядка 1,10÷1,20.

Особенности проектирования стрелкового оружия

Стрелковое оружие характеризуется высокими плотностями заряжания 0,80÷0,90, так как мелкие пороха короткой резки с одним и семью каналами имеют высокую гравиметрическую плотность. При этом толщина порохов для стрелкового оружия по отношению к калибру значительно выше, чем для артиллерийских орудий, отчасти потому, что длина стволов стрелкового оружия в калибрах обычно значительно выше, чем артиллерийских орудий, так как у пуль значительно большие величины c_q (20÷30 вместо 12÷18 для снарядов), а длина пути пропорциональна c_q. Например, для 76-*мм* пушки порох трубчатой формы имеет толщину 1,3 *мм* и $\frac{2e_1}{d} = \frac{1{,}3}{76} = 0{,}017$; для 7,62-*мм* карабина образца 1891/1930 гг. $2e_1 = 0{,}32$ *мм* и $\frac{2e_1}{d} = \frac{0{,}32}{7{,}62} = 0{,}042$, т. е. в 2,5 раза больше. Поэтому, несмотря на более высокие давления p_{max}, в стрелковом оружии нередко часть пороха не сгорает.

Исследования показали, что зона баллистического проектирования стрелкового оружия лежит вправо и немного вниз от точки M_0 в пределах $\eta_к = 0{,}9 \div 1{,}0$ и даже правее, а $\Lambda_д = 7 \div 10$. Системы стрелкового оружия в основном малокаморные с довольно большим уширением, так как короткие патроны облегчают получение автоматической стрельбы с высоким темпом огня.

Подробнее об особенностях внутренней баллистики стрелкового оружия см. гл. XI.

10 6. ПРАКТИКА БАЛЛИСТИЧЕСКОГО РАСЧЕТА

Предварительный выбор исходных величин

Как было показано выше, баллистический расчет орудия производится для определенного типа снаряда калибра d, веса q с заданной начальной скоростью $v_д$.

Этим самым определяются

а) коэффициент веса снаряда $c_q = \frac{q}{d^3}$;

б) дульная энергия снаряда $E_д = \frac{qv_д^2}{2g}$,

в) коэффициент могущества выстрела

$$C_\varepsilon = \frac{E_д}{d^3} = \frac{qv_д^2}{2gd^3} = c_q \frac{v_д^2}{2g}.$$

По величине C_ε обычно выбирают наибольшее давление пороховых газов p_{max} (см. табл. 10.4), которое и подбирают потом при испытании уже готовой системы на полигоне. Давление p_{max} при стрельбе, определяемое вкладными крешерными приборами, обозначают $p_{max\ кр}$.

В артиллерийских орудиях калибра выше 37 *мм* $p_{max\ кр}$ определяется вкладными крешерными приборами, которые помещаются на дно гильзы и к моменту достижения p_{max} остаются у дна; поэтому считают, что крешерный вкладной прибор регистрирует давление у дна каморы: $p_{max\ кр} = p_{max\ дн}$ (обозначают также $p_{max\ кан}$).

При решении же задачи внутренней баллистики аналитическим методом или по таблицам величина p_{max} выражает баллистическое среднее максимальное давление в заснарядном пространстве, при котором горит порох. Его величина меньше $p_{max\ дн}$ и больше $p_{max\ сн}$. Поэтому надо использовать связь между давлением средним $p_{max\ ср}$ и на дно канала $p_{max\ дн}$.

Выше было показано, что как для любого момента

$$p_{дн} > p_{ср} > p_{сн},$$

так и для момента получения p_{max}

$$p_{max\ дн} > p_{max\ ср} > p_{max\ сн}.$$

Зависимость между этими величинами была выведена в виде формул

$$p_{дн} = p_{сн}\left(1 + \frac{1}{2}\frac{\omega}{\varphi_1 q}\right),$$

$$p_{ср} = p_{сн}\left(1 + \frac{1}{3}\frac{\omega}{\varphi_1 q}\right) \approx p_{сн}\frac{\varphi}{\varphi_1},$$

где $\varphi \approx \varphi_1 + \frac{1}{3}\frac{\omega}{q}$ (без учета работы на откат).

Исключая $p_{сн}$, получим

$$p_{ср}=\frac{\varphi}{\varphi_1\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{\varphi_1 q}\right)}p_{1н}.$$

Для момента получения наибольшего давления, когда $p_{max\,дн}=p_{max\,кр}$

$$p_{max\,ср}=\frac{\varphi}{\varphi_1\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{\varphi_1 q}\right)}p_{max\,кр}. \qquad (10.14)$$

Давления $p_{ср}$ и $p_{max\,ср}$ иногда называют баллистическими давлениями, так как именно они получаются по таблицам для решения задач внутренней баллистики.

При учете уширения каморы и его влияния на движение газов и на перепад давления выражения

$$1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{\varphi_1 q} \quad \text{и} \quad \varphi=\varphi_1+\frac{1}{3}\frac{\omega}{q}$$

заменяются следующими:

$$1+\frac{1}{2}\frac{\Lambda+\frac{1}{\chi}}{\Lambda+1}\frac{\omega}{\varphi_1 q},$$

$$\varphi=\varphi_1+\frac{1}{3}\frac{\Lambda+\frac{1}{\chi}}{\Lambda+1}\frac{\omega}{q}.$$

Учет уширения каморы влияет очень мало на отношение этих величин, и можно практически применять выражение (10.14). На основе обработки результатов большого числа стрельб с помощью таблиц ГАУ с учетом заниженных показаний, полученных с помощью крешера, в формулу (10.14) вводят коэффициент $N'>1$ для согласования крешерного давления с истинным. N' зависит от формы и размеров крешерного столбика и от величины давления $p_{max\,кр}$. Значение N' меняется в пределах 1,0÷1,20. Тогда формула (10.14) примет вид

$$p_{max\,ср}=\frac{N'\varphi}{\varphi_1\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{\varphi_1 q}\right)}p_{max\,кр}. \qquad (10.15)$$

Величина N' является коэффициентом согласования расчетов по таблицам ГАУ с результатами стрельбы.

Увеличение среднего давления $p_{max\,ср}$ в N' раз при той же Δ уменьшает параметр B и толщину пороха, переносит конец горения пороха к началу движения, делает кривую p, l более острой, чем без множителя N', и несколько повышает скорость v_0.

При баллистическом проектировании для выбора давления p_{max} обычно используют существующую на опыте зависимость крешерного давления $p_{max\,кр}$ от коэффициента могущества C_ε. Такая зависимость была дана Н. А. Упорниковым *; позже аналогичная зависимость была установлена проф. В. Е. Слухоцким на основе обработки характеристик существующих артиллерийских систем (табл. 10.4).

Таблица 10.4

Баллистические характеристики

C_ε $т\cdot м/дм^3$	τ_ω $т\cdot м/кг$	$p_{max\,кр}$ $кг/см^2$	Δ $кг/дм^3$	$\chi=\frac{l_0}{l_{кам}}$	$\frac{L_{ст}}{d}$	v_0 при $c_q=15$	Артиллерийские системы
100	124	1700	0,50	1,02	14	362	Гаубицы
200	120	1950	0,55	1,09	23	573	
300	117	2200	0,59	1,18	31	627	Пушки средней мощности
400	114	2400	0,62	1,28	38	725	
500	112	2600	0,64	1,39	44	810	
600	110	2800	0,66	1,50	51	888	
700	108	2950	0,67	1,61	57	957	Пушки высокой мощности
800	107	3100	0,68	1,73	64	1025	
900	106	3250	0,69	1,85	71	1085	
1000	105	3350	0,69	1,98	78	1145	
1100	104	3450	0,70	2,11	85	1200	
1200	104	3550	0,71	2,25	91	1254	
1300	103	3650	0,71	2,40	98	1305	
1400	103	3750	0,72	2,57	105	1355	
1500	102	3900	0,73	2,75	112	1403	
1600	102	4000	0,74	2,95	119	1450	

Входной величиной в таблице проф. В. Е. Слухоцкого является коэффициент могущества системы $C_\varepsilon = E_д/d^3$; в зависимости от величины C_ε даются значения η_ω, p_{max}, Δ, χ, $L_{ст}/d$.

В настоящее время величины давлений p_{max} следует брать бо́льшими, чем в табл. 10.4, на 10—15%. Это объясняется стремлением уменьшить длину ствола, а также тем, что повысилось качество ствольных сталей.

Для пересчета крешерного давления $p_{max\,кр}$ на $p_{max\,ср}$ надо знать $\frac{\omega}{q}$ хотя бы для орудия наименьшего объема.

* Н. А. Упорников, Основания устройства артиллерийских систем, изд. Военно-технической академии РККА им. Дзержинского, 1932.

Расчетами была установлена очень простая зависимость η_{ω_0} от C_ε, а зная η_{ω_0}, легко найти $\left(\frac{\omega_0}{q}\right)_2 = \frac{v_0^2}{2g} : \eta_{\omega_0}$.

Зависимость η_{ω_0} от C_ε

C_ε	100—1000	1200	1400	1600
η_{ω_0}	86	85	84	83

Найдя η_{ω_0} и $\left(\frac{\omega_0}{q}\right)_2$, по формуле (10.15) рассчитывают

$$p_{\max\,ср} = \frac{N'\left(\varphi_1 + \frac{1}{3}\,\frac{\omega}{q}\right)}{\varphi_1\left(1 + \frac{1}{2}\,\frac{\omega}{\varphi_1 q}\right)} p_{\max кр},$$

где $\varphi_1 = 1{,}02$.

В дальнейшем во всех предварительных вариантах φ берут по формуле $a + b_{ср}\frac{\omega}{q}$, где $a = 1{,}03$ для мощных пушек; 1,04 для пушек средней мощности; 1,05—1,06 для гаубиц; 1,10 для стрелкового оружия.

Для первого варианта $b_{ср} = 1/3$. В последующих вариантах в величину $b_{ср}$ вводят поправку на уширение каморы $\chi = \frac{l_0}{l_{кам}}$ и $\Lambda_д$, используя табл. 10.5.

Таблица 10.5

Значения $b_{ср} = f(\chi, \Lambda_д)$; при $\chi = 1$ $b_{ср} = 1/3$

χ \ Λ	0,6	1,0	2,0	3,0	5,0	7,0	10,0
1,1	0,309	0,312	0,316	0,319	0,322	0,324	0,326
1,5	0,246	0,256	0,272	0,282	0,293	0,300	0,306
2,0	0,203	0,218	0,242	0,256	0,273	0,284	0,293
3,0	0,159	0,179	0,211	0,230	0,253	0,267	0,280
4,0	0,137	0,160	0,180	0,208	0,244	0,259	0,273

По величине $p_{\max ср}$ рассчитывают $\Delta_{н2} = \sqrt{\frac{p_{\max ср} - 300}{5700}}$ (для ленточных порохов); для трубки и пороха с семью каналами $\Delta_{н2}$ будут соответственно больше на 0,01 ÷ 0,02 и 0,10 ÷ 0,12 (см. табл. 10.2).

В качестве справочно-контрольного материала ниже приводится таблица основных характеристик орудия наименьшего объема при разных $v_д$ и $p_{\max}$ (см. табл. 10.6); данные рассчитаны по таблицам ГАУ при $c_q = 15{,}0$ и $\varphi = 1{,}03 + 1/3\ \frac{\omega}{q}$.

При $c_q \neq 15{,}0$ все конструктивные характеристики

$$\left(\frac{l_0}{d},\ \frac{l_д}{d},\ \frac{L_{кан}}{d},\ \frac{L'_{кан}}{d},\ \frac{l_{кам}}{d}\right) \text{ и } \frac{I_к}{d}$$

надо умножить на отношение $\frac{c_q}{15{,}0}$.

Примечание. При интерполировании основных элементов по скорости $v_д$ надо иметь в виду следующие поправочные формулы:

$$\frac{\delta\left(\frac{\omega_0}{q}\right)}{\frac{\omega_0}{q}} = 2\frac{\delta v_д}{v_д};$$

$$\frac{\delta L_{кан}}{d} : \frac{L_{кан}}{d} = \frac{\delta l_д}{d} : \frac{l_д}{d} = \frac{\delta l_0}{d} \cdot \frac{l_0}{d} = \frac{\delta L_{ст}}{d} : \frac{L_{ст}}{d} = 2\frac{\delta v_д}{v_д}.$$

Для каждой величины $C_ε$ в табл. 10.6 приведены характеристики орудий наименьшего объема для двух значений $p_{\max ср}$: одного, соответствующего табл. 10.4, и другого — на 200 *кг/см²* бóльшего. По данным табл. 10.6 можно установить следующие зависимости для орудий наименьшего объема:

$$\frac{L'_{кан}}{d} p_{\max} \approx \text{const};\quad \frac{L_{кан}}{d} p_{\max} \approx \text{const};\quad \frac{l_д}{d} p_{\max} \approx \text{const}.$$

Если $C_ε \geqslant 500$ или $v_д \geqslant 800$ *м/сек*, то $I_к/d = 900 + 1{,}69\,C_ε$, где $C_ε$ в $т \cdot м/дм^3$. При данной скорости снаряда $v_д$ величины $\eta_д/\varphi$ и $I_к/d$ от изменения давления $p_{\max}$ не зависят.

Если длина ствола орудия наименьшего объема при выбранном давлении $p_{\max}$ окажется равна или больше заданной при проектировании длины, то надо сразу же вести расчет при повышенном давлении $p'_{\max}$, так как все остальные варианты будут давать еще бóльшую длину.

Таблица 10 6

Характеристики орудий наименьшего объема; $c_q = 15{,}0$; $\varphi = 1{,}03 - \frac{1}{3}\frac{\omega}{q}$

v_0 *м/сек*	600		800		1000		1200	
C_s *т м/дм*^{3}	275		490		765		1100	
$p_{\max\,ср}$	2200	2400	2600	2800	3000	3200	3400	3600
$\Delta_н$	0,58	0,61	0,63	0,66	0,69	0,71	0,74	0,76
η_{ω}	85,8	86,8	86,3	87,1	85,9	86,6	84,9	85,6
$\left(\frac{\omega}{q}\right)_0$	0,214	0,212	0,378	0,375	0,593	0,589	0,864	0,857
$B_н$	1,99	1,97	1,924	1,926	1,915	1,927	1,915	1,964
$\Lambda_д$	3 14	3,08	3,13	3,06	3,23	3,13	3,31	3,27
$\eta_к$	0,922	0,898	0,809	0,816	0,769	0,752	0,710	0,711
$\frac{l_0}{d}$	6,91	6,50	11,25	10,65	16,1	15,5	22,0	21,1
$\frac{l_д}{d}$	21,71	20,02	35,17	32,58	52,0	48,6	73,0	69,0
$\frac{L'_{кан}}{d} = \frac{l_0 + l_д}{d}$	28,62	26,52	46,42	43,23	68,1	64,1	95,0	90,0
l	1,15	1,15	1,35	1,40	1,65	1,70	2,00	2,10
$\frac{l_{кан}}{d}$	6,02	5,65	8,34	7,61	9,77	9,10	11,00	10,05
$\frac{L_{кам}}{d}$	27,73	25,67	43,51	40,19	61,77	57,7	84,0	79,05
$\frac{L_{сл}}{d}$	29,5	27,5	45,0	42,0	63,5	59,5	86,0	81,0
$\frac{l_к}{d}$	1263	1250	1691	1685	2197	2176	2757	2746
$\eta_д$	0,793	0,787	0,772	0,774	0,752	0,754	0,731	0,728
$\frac{\eta_д}{\varphi}$	0,71		0,67		0,615		0,555	

Обоснования выбора вариантов при $v_0 < 1300$ м/сек

Как отмечалось выше, орудие наименьшего объема как реальный вариант годится для скоростей снаряда 1300÷1500 *м/сек*. При меньших скоростях орудие наименьшего объема дает слишком большие объемы камор и веса зарядов и малые $\Lambda_д$, что снижает живучесть канала ствола.

Ту же скорость можно получить при несколько бо́льшей длине ствола, допустимой тактико-техническими требованиями и на практике в боевой обстановке, но при меньшем весе заряда, меньшем объеме каморы, большей величине $\Lambda_д$ и значительно бо́льшей величине живучести.

Поэтому при $v_0 < 1300$ *м/сек*, определив по табл. 10.6 характеристики орудия наименьшего объема и войдя тем самым в центр директивной диаграммы — в точку M_0 (см. фиг. 10.6), следует для получения практически приемлемого варианта отойти от этой точки вниз к точке N в сторону уменьшения ω/q и W_0/q при той же плотности заряжания $\Delta_{н2}$. Для расчета относительного веса заряда ω/q в точке N можно рекомендовать две формулы в зависимости от типа проектируемой системы:

а) для пушек с повышенной баллистикой

$$\frac{\omega'}{q} = \frac{\omega_0}{q}\left(\frac{1}{4} + \frac{3}{4}\,\frac{v_д}{1500}\right),$$

где $v_д$ в *м/сек*,

б) для пушек средней мощности и гаубиц

$$\frac{\omega'}{q} = \frac{\omega_0}{q}\left(0{,}4 + 0{,}6\,\frac{v_д}{1500}\right).$$

Отсюда получим новый объем каморы

$$\frac{W_0'}{q} = \frac{\omega'}{q}\,\frac{1}{\Delta_{н2}}.$$

Дальше расчет идет в определенном порядке в соответствии с прилагаемым бланком расчета (обычно с использованием таблиц ГАУ, вып. IV).

В зависимости от предъявляемых тактико-технических требований, при выборе дальнейших вариантов можно идти от точки N в следующих направлениях (фиг. 10.10).

1. При сохранении постоянным нового объема каморы $\frac{W_0'}{q}$, двигаясь от точки N вдоль линии ON вправо вверх до точки n, лежащей

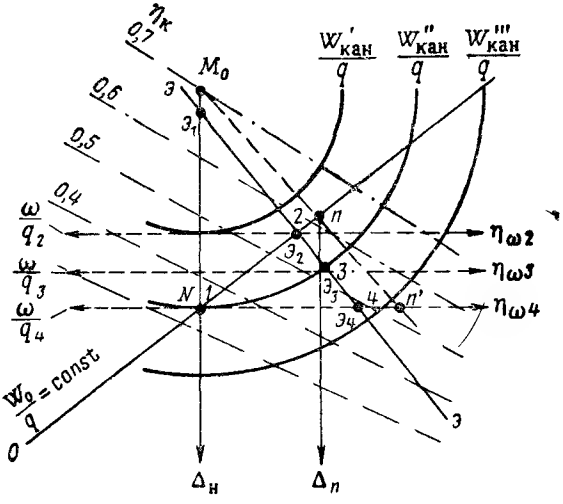
на перпендикуляре, опущенном из точки M_0 на прямую ON, и, следовательно, приближаясь к центру M_0, можно получить орудие наименьшего объема при данном объеме каморы. При этом из условия $\frac{W_0}{q}=\frac{\omega}{q}\frac{1}{\Delta}=\text{const}$ веса зарядов меняются пропорционально плотностям заряжания:

$$\omega'':\omega'=\Delta'':\Delta_{н2}.$$

Для сокращения числа вариантов можно брать

$$\Delta''=\Delta_{н2}+0{,}01\Lambda'_д,$$

где $\Lambda'_д$ соответствует заряду $\frac{\omega'}{q}$ при $\Delta=\Delta_{н2}$ в точке N. В точке n



Фиг 10 10. Выбор вариантов по директивной диаграмме.

величина $\eta_д=p_{ср}/p_{max}$ достигает наибольшего значения при данном объеме каморы; $\eta_к$ увеличивается до $0{,}65\div 0{,}75$, слегка убывает $\Lambda_д$, так как при $W_0=\text{const}$ убывает $W_{кан}$.

Полученный вариант будет, несомненно, рациональнее варианта, отвечающего точке N, так как при том же объеме каморы и меньшем объеме канала он имеет лучшие характеристики $\eta_д$ и $\eta_к$.

2. При сохранении постоянного веса заряда ω'/q можно идти по горизонтали вправо от точки N, увеличивая Δ, уходя от центра

M_0 и тем самым увеличивая $W_{кан}$ и уменьшая объем каморы, что увеличивает $\Lambda_д$ и повышает живучесть.

Такие варианты с большими $\Lambda_д$ и малыми W_0 применяются при проектировании автоматических систем, где требуется как можно меньшая длина патрона и малый ход автоматики для обеспечения наиболее высокого темпа стрельбы.

В разобранных двух случаях плотность заряжания будет больше, чем $\Delta_{н2}$, и зависит не только от p_{max}, но и от $\Lambda_д$. Условия заряжания для этих двух случаев будут близки к экономическим, и их можно получить непосредственно по таблице $\Delta_э = f(p_{max}, \Lambda_д)$, не рассчитывая вариант для точки N.

Если при проектировании задан объем каморы $W_{0,3}$, то при той же $\Delta = \Delta_{н2}$ отступают от точки M_0 в сторону уменьшения заряда по формуле

$$\frac{\omega_3}{q} = \frac{\omega_0}{q} \frac{W_{0,3}}{W_{00}}$$

(где W_{00} — объем каморы орудия наименьшего объема), так как при данной Δ отношение зарядов равно отношению объемов камор.

Дальше расчет ведется по указанной выше схеме.

Варианты можно выбирать и другим путем. После определения характеристик орудия наименьшего объема при данном давлении задаются двумя величинами $\Lambda_д$ и по таблице $\Delta_э = f(p_{max}, \Lambda_д)$ находят соответствующие экономические плотности заряжания и опять по той же методике рассчитывают все их баллистические характеристики. Эти варианты близки к практически приемлемым решениям, и при выборе их надо учесть также тактико-технические требования и оценить живучесть.

Ход баллистического расчета ствола и условий заряжания

Для баллистического расчета ствола разработан специальный бланк с определенной последовательностью операций и с использованием таблиц ГАУ, вып. IV (ТБР). На первой странице заносятся исходные данные, получаемые при выдаче задания, дополнительные тактико-технические требования; приводятся вспомогательные таблицы и формулы. На второй странице дан ход расчета в виде последовательных операций; исходными данными являются необходимые для входа в таблицы ГАУ величины: $p_{max\,ср}$, Δ, η_ω или ω/q; числа для строк 7, 8 и 9 (стр. 608) находят из таблиц ГАУ вып. IV.

В первом столбце рассчитываются данные орудия наименьшего объема, в следующих — варианты по указанной выше схеме.

Первая стр.

БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ СТВОЛА

(Бланк расчета)

Определение условий заряжания и основных размеров канала ствола по таблицам ГАУ

Тип проектируемой системы . . . . . .

Дополнительные условия . . . . . .

Калибр $d = \ldots\ldots$ *мм*

Вес снаряда $q = \ldots\ldots$ *кг*

Дульная скорость $v_д = \ldots\ldots$ *м/сек*

Площадь сечения канала ствола $s = n_s d^2 \ldots\ldots$ *дм*^{2}

$$n_s = \begin{cases} 0{,}80 \text{ при } \dfrac{t_н}{d} = 0{,}01 \text{ и } 0{,}82 \text{ при } \dfrac{t_н}{d} = 0{,}02 \text{ для артурудий} \\ 0{,}82 \div 0{,}83 \text{ для стрелкового оружия} \end{cases}$$

Коэффициент веса снаряда $c_q = \dfrac{q}{d^3} = \ldots\ldots$ *кг/дм*^{3}

$$\frac{v_д^2}{2g} = \ldots\ldots \textit{кг·дм/кг} = \ldots\ldots \textit{т·м/кг} =$$

Дульная энергия $E_д = q\dfrac{v_д^2}{2g} = \ldots\ldots$ *т·м*

Коэффициент могущества $C_e = c_q \dfrac{v_д^2}{2g} = \ldots\ldots$ *т·м/дм*^{3}

Коэффициент уширения каморы

$$\gamma = \frac{l_0}{l_{кам}} =$$

Коэффициент учета второстепенных работ

$$\varphi = a + b_{ср}\frac{\omega}{q} \begin{cases} a = \\ b_{ср} = \end{cases}$$

Коэффициент использования единицы веса заряда

$$\eta_\omega = \frac{E_д}{\omega} =$$

Вторая стр.

Вспомогательные формулы и числовые данные:

$$\frac{I_к}{d}=\frac{98{,}4}{n_s}\,c_q\sqrt{B\varphi\,\frac{\omega}{q}};\qquad \frac{98{,}4}{n_s}\,c_q=$$

$$2e_1=0{,}7\cdot 2e_1;\qquad \frac{\omega}{q}=\frac{v_д^2}{2g}:\tau_{i\omega}.$$

с 7 кан лент

Таблица для выбора значений $p_{max\ кр}$, $\tau_{i\omega_0}$, χ и a.

а) для пушек:

$C_в$ $T\cdot м/дм^3$	100	200	300	400	500	600	700	800	1000	1200	1400	1600
$p_{max\ креш}$ $кг/см^2$	1840	2120	2300	2450	2600	2800	2950	3100	3350	3550	3750	4000
η_{ω_0} $T\cdot м/кг$	86	86	86	86	86	86	86	86	86	85	84	83
χ*	1,04	1,09	1,14	1,20	1,26	1,33	1,40	1,49	1,70	1,97	2,35	2,90
a	1,052	1,049	1,046	1,043	1,040	1,036	1,033	1,03	1,03	1,03	1,03	1,03

б) для гаубиц и мортир:

$C_в$	40	60	80	100	150	200	600
a	1,10	1,086	1,072	1,063	1,053	1,050	1,04

$$\text{для } \varkappa=1{,}06\quad \Delta_{н^2}\approx\sqrt{\frac{p_{max}-300}{5700}};$$

$$N_{усл}=K\frac{\Lambda_д+1}{\frac{\omega}{q}\,\Lambda_д\left(\frac{v_1}{v_д}\right)^2}\ \text{или}\ N_{усл}=K'\frac{\Lambda_д+1}{\omega/q};$$

$$p_{max\ ср}=\frac{N'\varphi}{\varphi_1\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{\varphi_1 q}\right)}\,p_{max\ кр};\ p_{сн}=\frac{\varphi_1}{\varphi}\,p_{ср}$$

Для первого варианта $b=\frac{1}{3}$; для последующих вариантов $b_{ср}$ — по табл. 10.5 (стр. 600).

$\frac{v_2^д}{2g} =$; $\frac{98{,}4}{n_s} c_q =$ *Третья стр.*

	Варианты	Орудие наименьшего объема	I	II		Варианты	Орудия наименьшего объема	I	II
	p_{max}				11	$\omega = \frac{\omega}{q} q$			
	Δ				12	$W_0 = \frac{\omega}{\Delta}$			
	η_ω				13	$l_0 = \frac{W_0}{s}$			
1	$\frac{\omega}{q} = \frac{v_д^2}{2g} \frac{1}{\eta_\omega}$				14	$l_д = l_0 \Lambda_д$			
2	$b \frac{\omega}{q}$				15	$l_{кам} = \frac{l_0}{\chi}$			
3	a				16	$L_{кан} = l_{кам} + l_д$			
4	$\varphi = a + b \frac{\omega}{q}$				17	$\frac{L_{кан}}{d}$			
5	$n_v = \sqrt{\frac{\omega}{\varphi q}}$				18	$\frac{L_{ст}}{d} = \frac{L_{кан}}{d} + \frac{l_{затв}^*}{d}$			
6	$v_{таб\ д} = \frac{v_д}{n_v}$				19	$\sqrt{B \varphi \frac{\omega}{q}}$			
Из табл. ГАУ (ТБР) 7	B				20	$\frac{I_к}{d}$			
8	$\Lambda_к$				21	$I_к$			
9	$\Lambda_д$				22	$2e_1 = I_к = 2u_1$ лент			
10	$\eta_к = \frac{\Lambda_к}{\Lambda_д}$				23	$2e_1 = 0{,}7 \cdot 2e_1$ 7 кан. лент			
					24	$\eta_д = \frac{\eta_\omega \varphi \Delta}{\Lambda_д p_{max}}$			
					25	$p_д$			
					26	$N_{усл} = 200 \frac{\Lambda_д + 1}{\frac{\omega}{q}}$			

* $\frac{l_{затв}}{d} = 1{,}5 \div 2{,}0$.

После сравнения и оценки вариантов для выбранного варианта проводят расчет и построение кривых p, l; v, l; p, t и v, t. Для этого пользуются таблицами ГАУ вып. I, II и III по схеме страницы четвертой бланка, где

$$l_0 = ;\ n_v = \sqrt{\frac{\omega}{\varphi q}},\quad n_t = l_0\sqrt{\frac{\varphi q}{\omega}}\cdot 10^{-6};\ p_{\text{сн}} = \frac{\varphi_1}{\varphi}p_{\text{ср}}.$$

По полученным данным строятся кривые p, l; v, l; p, t и v, t.

Четвертая стр.

Данные для построения кривых давления и скорости
p—среднее баллистическое давление

Λ	$l=l_0\Lambda$	$p_{\text{ср}}$	$p_{\text{си}}=p_{\text{ср}}\frac{\varphi_1}{\varphi}$	$v_{\text{таб}}$	v	$t_{\text{таб}}$	t
		$B=$			$n_v=$		$n_t=$
0		300		0	0	0	0
0,2							
0,4							
$\Lambda_m=$	l_m	$p_{\max}$			v_m		t_m
:							
$\Lambda_{\text{к}}$	$l_{\text{к}}$	$p_{\text{к}}$			$v_{\text{к}}$		$t_{\text{к}}$
:							
:							
$\Lambda_{\text{д}}$	$l_{\text{д}}$	$p_{\text{д}}$			$v_{\text{д}}$		$t_{\text{д}}$

После расчета по таблицам ГАУ кривой баллистического давления для расчета стенок канала ствола надо перестроить ее в кривую давления газов на стенки ствола. При этом обычно принимают, что от места положения наибольшего давления до дульного среза давление на стенки ствола равно давлению на дно снаряда в данном его положении, и вместо кривой $p_{\text{ср}}=f(l)$, полученной по

таблицам ГАУ, надо строить кривую $p_{\text{сн}}$, l; переход от $p_{\text{ср}}$ к $p_{\text{сн}}$ делается по известной формуле $p_{\text{сн}}=p_{\text{ср}}\frac{\varphi_1}{\varphi}$.

Следовательно, начиная от положения снаряда в момент получения $p_{\max}$ до дульного среза все давления, найденные по таблицам ГАУ вып. I, надо уменьшить в отношении $\frac{\varphi_1}{\varphi}$. В каморной части канала ствола и до места получения $p_{\max}$ давление принимают изменяющимся по линейному закону от $p_{\max\,\text{дн}}$ до $p_{\max\,\text{сн}}$.

$$p_{\max\,\text{дн}}=N'p_{\max\,\text{кр}}.$$

Таким образом, получают кривую давления на стенки канала ствола при нормальной температуре воздуха. Но заряды могут применяться и при повышенной температуре пороха до +40° и при пониженной до —40°.

Поэтому для учета наибольших возможных давлений на стенки каждого сечения канала ствола при различных условиях эксплуатации орудия (от +40 до —40° С) надо построить на одном графике кривые давления при +15, +40 и —40° С и провести огибающую по самым высоким точкам всей совокупности этих кривых. Тогда от дна камеры примерно до середины канала ствола будет использована часть кривой p, l при +40°, в средней части — часть кривой при +15° и в дульной части — часть кривой при —40°. Таким образом, можно построить кривые $p_{\text{сн}}$, l для всех трех температур, а по ним провести огибающую от $p_{\max\,\text{сн}}$ до дульного среза. От $\underset{(+40^\circ)}{p_{\max\,\text{сн}}}$ до дна каморы проводят прямую, причем для наибольшего давления у дна каморы берут

$$\underset{(+40^\circ)}{p_{\max\,\text{дн}}}=\underset{(+40^\circ)}{p_{\max\,\text{ср}}}\frac{1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{\varphi_1 q}}{1+\frac{1}{3}\frac{\omega}{\varphi_1 q}},$$

где

$$\underset{(+40^\circ)}{p_{\max\,\text{ср}}}=\underset{(+15^\circ)}{p_{\max\,\text{ср}}}(1+m_t\Delta t^\circ).$$

На самом деле, линия, соединяющая $\underset{(+40^\circ)}{p_{\max\,\text{дн}}}$ и $\underset{(+40^\circ)}{p_{\max\,\text{сн}}}$, не прямая, а слегка выпуклая кверху.

Поправку на температуру заряда вводят по известной формуле $\Delta p_{\max}/p_{\max}=0{,}0036\,\Delta t^\circ$. Зная $\underset{(+40^\circ)}{\Delta t^\circ}=+40^\circ-15^\circ=+25^\circ$ и $\underset{(-40^\circ)}{\Delta t^\circ}=-40^\circ-15^\circ=-55^\circ$, находят $\underset{(+40^\circ)}{\Delta p_{\max}}$ и $\underset{(-40^\circ)}{\Delta p_{\max}}$ и получают $\underset{(+50^\circ)}{p_{\max}}=\underset{(+15^\circ)}{p_{\max}}+\underset{(+40^\circ)}{\Delta p}$ и $\underset{(-40^\circ)}{p_{\max}}=\underset{(+15^\circ)}{p}-\underset{(-40^\circ)}{\Delta p}$.

По этим величинам давлений при данной Δ по таблицам ГАУ определяют значения параметра $\underset{(+40^\circ)}{B}-\underset{(-40^\circ)}{B}$ и B, а дальше идет обычный расчет кривых p, l.

Пример расчета

Задание. Спроектировать 100-*мм* пушку с начальной скоростью $v_д = 1000$ *м/сек*.

$$d = 100\ мм = 1{,}0\ дм;\quad q = 16{,}0\ кг;\quad c_q = \frac{q}{d^3} = 16{,}0\ кг/дм^3.$$

Задаются гарантийным запасом скорости снаряда $\delta v_0 = \frac{1}{2}\ \%\ v_0$.

$$v_{0_{расч}} = 1{,}005 v_0 = 1{,}005 \cdot 1000 = 1005\ м/сек.$$

Так как пушка мощная, нарезы должны быть глубокие:

$$t_н = 0{,}02\, d;\quad n_s = 0{,}82;\quad s = n_s d^2 = 0{,}82 d^2\ дм^2;$$

$$\frac{v_д^2}{2g} = \frac{1000^2}{2 \cdot 98{,}1} = 51{,}5 \cdot 10^4\ дм;\quad C_в = c_q \frac{v_д^2}{2g} = 16 \cdot 51{,}5 = 824\ т \cdot м/дм^3.$$

По табл. 10.4 $p_{max\ кр} = 3200\ кг/см^2$; $\chi = 1{,}50$;

$$\varphi = a + b\,\frac{\omega}{q} = 1{,}03 + b_{ср}\,П\,\frac{\omega}{q},$$

где

$$П^* = \frac{8 + \frac{\omega}{q}}{8 + 2\frac{\omega}{q}} < 1;$$

$$a = 1{,}03.$$

Для $C_в = 824$ по таблице (см. стр. 606), получаем

$$\eta_{\omega_0} = 86\ т \cdot м/кг.$$

На основании исследования характеристик орудия наименьшего объема ориентировочно можно принять

$$\Lambda_д = 3{,}25;\ \text{для первого варианта}\ \Lambda_д = 4{,}5.$$

По табл. 10.5 находят $b_{ср}$ при $\chi = 1{,}5$ и $\Lambda_д = 3{,}25$:

$$b_{ср} = 0{,}283\ (\text{для}\ \Lambda_{д1} = 4{,}5\ b_{ср1} = 0{,}290);$$

$$\left(\frac{\omega}{q}\right)_0 = \frac{v_д^2}{2g} : \eta_{\omega_0} = 51{,}5 : 86 = 0{,}60;$$

$$П_0 = \frac{8 + \left(\frac{\omega}{q}\right)_0}{8 + 2\left(\frac{\omega}{q}\right)_0} = \frac{8{,}60}{9{,}20} = 0{,}934;$$

$$b_0 = b_{ср0} П_0 = 0{,}283 \cdot 0{,}924 = 0{,}265;$$

$$\varphi_0 = 1{,}03 + 0{,}265\,\frac{\omega}{q} = 1{,}03 + 0{,}265 \cdot 0{,}60 = \mathbf{1{,}189}.$$

* П — множитель, учитывающий изменение плотности пороховых газов между дном канала и дном снаряда; вводится при расчете мощных орудий.

Среднее баллистическое давление

$$p_{\max\,ср}=\frac{N'\varphi}{\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{\varphi_1 q}\right)\varphi_1}\,p_{\max\,кр}=\frac{1{,}10\cdot 1{,}189}{1{,}32}\,3200\approx 3200\ кг/см^2;$$

$$\Delta_{н2}=\sqrt{\frac{p_{\max\,ср}-300}{5700}}=\sqrt{\frac{2\,900}{5\,700}}=0{,}715.$$

Одновременно с расчетом характеристик орудия наименьшего объема будем вести расчет еще трех вариантов:

1) при той же $\Delta_н$ и при уменьшенном заряде по формуле

$$\frac{\omega_1}{q}=\frac{\omega_0}{q}\left(\frac{1}{4}+\frac{3}{4}\,\frac{1005}{1500}\right)=0{,}600\,(0{,}25+0{,}503)=0{,}452$$

(на директивной диаграмме — точка N);

2) при том же заряде и при $\Delta=\Delta_{н2}+0{,}03=0{,}74$ (предельная для трубчатых порохов);

3) при $\Delta=0{,}74$ и объеме каморы 1-го варианта (направление Nn на фиг. 10.10).

Предварительно имеем

$$\sqrt{\frac{f}{g}}\,\frac{c_q}{n_s}=98{,}4\,\frac{16{,}0}{0{,}82}=1920;\quad \frac{v_д^2}{2g}=51{,}5\cdot 10^4;$$

$$\eta_\omega=\frac{v_д^2}{2g}:\frac{\omega}{q}.$$

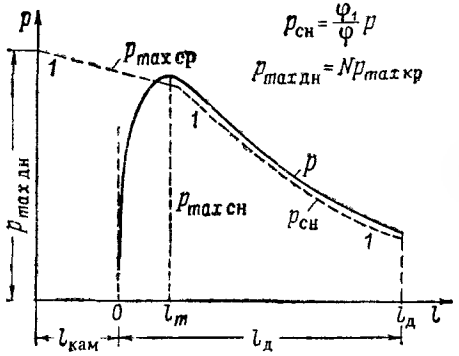
Дальше расчет ведется по бланку.

№ строк	Операции	Орудие наименьшего объема	Варианты: первый точка N	Варианты: второй ω=const	Варианты: третий W_0=const	Примечание
	$p_{\max}$	3200	3200	3200	3200	Для 1 и 2-го вариантов $\Pi=0{,}95$ $b_{ср}=0{,}29$ $b=b_{ср}\Pi=0{,}276$ $\frac{\varphi_1}{\varphi}=0{,}884$ $p_{\max\,сн}=2825$
	Δ	0,71	0,71	0,74	0,74	
	η_ω	86	114	114	109	
1	$\frac{\omega}{q}=\frac{v_д^2}{2g}:\eta_\omega$	0,600	0,452	0,452	0,471	
2	$b\,\frac{\omega}{q}=b_{ср}\Pi\,\frac{\omega}{q}$	0,159	0,124	0,124	0,129	
3	a	1,03	1,03	1,03	1,03	
4	$\varphi=a+b\,\frac{\omega}{q}$	1,189	1,154	1,154	1,159	

Продолжение

№ строк	Операции	Орудие наименьшего объема	Варианты: первый точка N	второй ω=const	третий W_0=const	Примечание
5	$n_v = \sqrt{\frac{\omega}{\varphi q}}$	0,712	0,627	0,627	0,638	
6	$v_{таб} = \frac{v_д}{n_v}$	1415	1608	1608	1580	
По табл. вып. IV (ТБР) 7	B	1,927	1,927	2,083	2,083	
По табл. вып. IV (ТБР) 8	$\Lambda_д$	2,92	4,56	4,84	4,50	
По табл. вып. IV (ТБР) 9	$\Lambda_к$	2,351	2 351	2,802	2,802	
10	$\eta_к$	0,805	0,515	0,580	0,623	
11	$\omega = \frac{\omega}{q}\, q$	9,60	7,25	7,25	7,55	
12	$W_0 = \frac{\omega}{\Delta}$	13,52	10,20	9,80	10,20	
13	$l_0 = \frac{W_0}{s}$	16,50	12,45	11,95	12,45	
14	$l_д = l_0 \Lambda_д$	48,25	56,9	57,8	56,0	
15	$l_{кам} = \frac{l_0}{\chi}$	11,00	8,26	7,93	8,26	
16	$L_{кан} = l_{кам} + l_д$	59,25	65,16	65,73	64,26	
17	$L_{кан} : d$	59,25	65,2	65,7	64,3	
18	$L_{ст} : d$	61,0	67,0	67,5	66,0	
19	$\sqrt{B\ \varphi \frac{\omega}{q}}$	1,17	1,00	1,045	1,066	
20	$I_к : d$	2245	1920	2000	2020	
21	$I_к$	2245	1920	2000	2020	
22	$2e_1 = I_к \cdot 2u_1$ лент	3,23	2,78	2,88	2,90	Для пироксилинового пороха
22	$2e_1 = I_к \cdot 2u_1$ лент	2,51	2,15	2,24	2,26	Для НДТ-3
23	$2e_1 = 0{,}7 \cdot 2e_1$ 7 кан лент	2,25	1 94	2,01	2,025	
23	$2e_1 = 0{,}7 \cdot 2e_1$ 7 кан лент	22/7	19/7	20/7	20/7	
24	$\eta_д = \frac{\eta_\omega \varphi \Delta}{\Lambda_д p_{max}}$	0,776	0,640	0,630	0,650	
25	по вып. I $p_д$	1650	1000	1000	1080	
26	$N_{усл} = 200\ \frac{\Lambda_д + 1}{\frac{\omega}{q}}$	1305	2460	2580	2340	

Анализ результатов. Сравнение характеристик всех четырех вариантов показывает, что для скорости $v_0=1000$ *м/сек* орудие наименьшего объема по сравнению с другими вариантами имеет очень большой объем каморы и большой вес заряда, малое η_ω, малое $\Lambda_д$ и плохую живучесть, поздний конец горения пороха ($\eta_к=0{,}805$), очень высокое дульное давление и, несмотря на большую величину $\eta_д=0{,}776$, не может быть принято как реальный вариант ввиду явно невыгодных других характеристик.



Фиг. 10.11. Построение кривой давления на стенки ствола.

Как видно из анализа, другие варианты, хотя дают заданную $v_д$, при длине ствола, бóльшей на 5—6 калибров (8÷10%), но более выгодны по другим показателям: объем каморы и вес заряда на 25% меньше, значительно большее η_ω, почти в два раза лучшая живучесть N, на 40% меньше дульное давление, значительно бóльшая величина $\Lambda_д$ (почти на 60%), более ранний конец горения $\eta_к=0{,}52\div0{,}62$) и вполне хорошее использование объема канала ($\eta_д=0{,}63\div0{,}65$).

Сравнивая остальные три варианта, можно оценить их примерно как равноценные, так как их характеристики отличаются мало.

Второй и третий варианты предпочтительнее первого по несколько большей величине $\eta_к$, а второй — третьего по величине η_ω (114 и 109), что при несколько меньшем объеме каморы и бóльшей живучести позволяют остановиться именно на нем, как наиболее выгодном из всех трех.

Итак, останавливаемся на 2-м варианте и для него рассчитываем кривые p, l и v, l, а также p, t и v, t (см. бланк расчета).

После этого делается расчет кривых p, l при $t=+40°$ и $-10°$ строится комбинированный график по схеме фиг. 10.11 (*1-1-1*).

Полученная кривая p, l, проведенная по наивысшим точкам трех кривых при +40, +15 и —40° С, дает наибольшие возможные давления на стенки канала в различных сечениях ствола и с учетом запаса прочности используется для расчета толщины стенок ствола.

Кривая $p_{дц}$, t используется для расчета ускорений, действующих на агрегаты тормоза отката и накатника, а $p_{сн}$, t — для расчета инерционных частей дистанционных трубок и взрывателей.

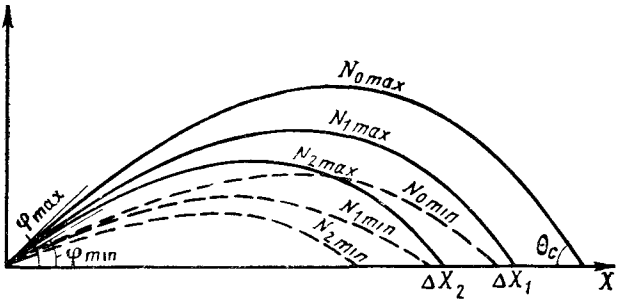
10.7. БАЛЛИСТИЧЕСКОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ПРИ КОМБИНИРОВАННЫХ ЗАРЯДАХ

Назначение шкалы начальных скоростей для гаубиц и расчет зарядов

При проектировании гаубицы и зарядов к ней обычно задаются следующие тактико-технические характеристики: назначение гаубицы, ее калибр, вес снаряда, вес разрывного заряда, боевой вес системы, наибольшая и наименьшая дальность и наименьший угол падения.

Гаубица является орудием навесной стрельбы; при стрельбе из нее по горизонтальным укреплениям и для поражения живой силы и техники в окопах и других укрытиях угол падения снаряда θ_c должен быть не менее 25—30°, а следовательно, наименьший угол возвышения — порядка 20—25°.

При изменении угла возвышения от наименьшего φ_{min} до угла наибольшей дальности $\varphi_{max} \approx 43^1/_2°$ гаубица на каждом заряде



Фиг 10.12. Схема траекторий при разных зарядах и углах бросания.

№ i поражает цели на определенном диапазоне от $X_{\varphi\,min}^{(i)}$ до $X_{\varphi\,max}^{(i)}$. При стрельбе ближайшим меньшим зарядом № $(i-1)$ необходимо получить определенное перекрытие по дальности ΔX_i так, чтобы $X_{\varphi\,max}^{(i-1)} = X_{\varphi\,min}^{(i)} + \Delta X_i$. Величину ΔX_i обычно берут или больше $4Bд$ или 5% от $X_{\varphi\,min}^{(i)}$ соседнего большего заряда.

Получается схема траекторий, изображенная на фиг. 10.12.

Примечание. Обычно номера зарядов возрастают от № 0 наибольшего к наименьшему № n.

Для обеспечения заданных перекрытий по дальности должна быть определенной шкала скоростей v_{00}, v_{01}, v_{02} . . . v_{0n} и шкала соответствующих им зарядов ω_0, ω_1, ω_2, . . . ω_n. Разница в весах смежных зарядов (вес пучка толстого пороха) может быть постоянной или различной; в связи с этим дополнительные пучки получаются или равновесными или неравновесными.

Чтобы выбрать шкалу скоростей v_{0i}, рассчитанные по таблицам внешней баллистики дальности $X_{\varphi\,max}$ и $X_{\varphi\,min}$ при наибольшем и наименьшем углах дальности наносят на график в функ-

ции начальной скорости v_{0i}. Получаются две линии, приведенные на фиг. 10.13.

Нетрудно видеть, что шкала скоростей даже при убывающих величинах перекрытий ΔX_i будет меняться неравномерно, Δv_{0i} получаются разные, а вместе с тем неодинаковыми получаются и веса пучков $\Delta\omega_i$, обеспечивающие приращение скоростей Δv_{0i}. Чтобы получить равновесные пучки зарядов, обычно делают одинаковыми изменения скорости Δv_{0i}. Так, например, вместо схемы 1-й предпочтительнее схема 2-я.

Схема 1-я

№ заряда	v_0	Δv_0
0	335	
1	285	50
2	247	38
3	220	27

$\Delta\omega$—неравновесные

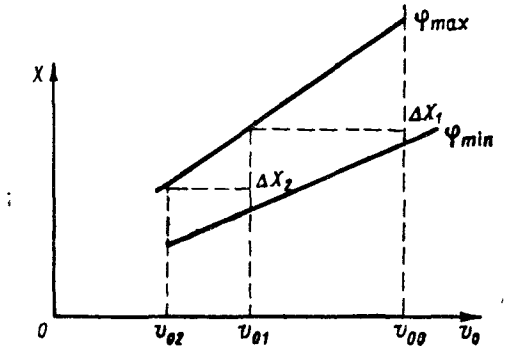
Схема 2-я

№ заряда	v_0	Δv_0
0	335	38
1	297	38
2	259	
3	221	

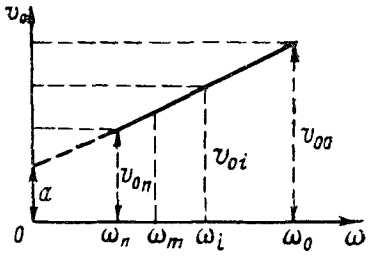
$\Delta\omega$—равновесные

Если наименьшая v_{0n} и наибольшая v_{00} начальная скорости отличаются не слишком значительно ($v_{0n} \approx 200$ *м/сек*, $v_{00} = 350$ *м/сек*), то все пучки могут быть равновесными.

При увеличении разницы между наибольшей и наименьшей скоростями (200—500 или 200—600) обычно делают 2 серии пучков: на бо́льших скоростях (от 500 до 300) делают пучки бо́льшего веса, на меньших скоростях (от 300 до 200)—меньшего веса, удовлетворяя все время требованию, чтобы перекрытия были не меньше необходимых величин.



Фиг. 10.13. Схема для выбора шкалы скоростей снаряда.



Фиг. 10.14. Зависимость начальной скорости от веса заряда.

Расчет веса наибольшего заряда № 0 проводится из условий получения наибольшей заданной величины начальной скорости v_{00} при выбранном наибольшем давлении p_{max0}, заданном при баллистическом проектировании ствола гаубицы. Общий вес заряда ω_0 составляется из веса основного заряда $\omega_n = \omega'$

более тонкого пороха и веса дополнительного заряда $\omega_0 - \omega_n = \omega''$ более толстого пороха, который потом делится на пучки в соответствии с установленной шкалой скоростей. Плотности заряжания для полного заряда Δ_0 обычно колеблются в пределах 0,45÷0,60 в зависимости от величины наибольшей начальной скорости снаряда v_{00} (350—500—600 *м/сек*).

Расчет веса и марки наименьшего заряда № n ведут исходя из условий получения заданной наименьшей скорости v_{0n} при наибольшем давлении пороховых газов $p_{\max n}$, обеспечивающем ускорение снаряда, необходимое для взводимости взрывателя при $t^\circ = -40^\circ$ С. Плотность заряжания Δ_n бывает обычно очень невелика, порядка 0,10—0,12.

Результаты стрельб из гаубиц разными зарядами показывают, что зависимость начальной скорости от веса комбинированного заряда практически близка к линейной (фиг. 10.14). Поэтому после подбора весов наименьшего (основного) заряда № n и полного заряда № 0 веса остальных зарядов под установленную шкалу скоростей v_{01}, v_{02}, v_{03}, . . . $v_{0(n-1)}$ рассчитывают по формуле, вытекающей из графика фиг. 10.14:

$$\omega_i = \omega_n + (\omega_0 - \omega_n)\frac{v_{0i} - v_{0n}}{v_{00} - v_{0n}}.$$

Примечание. При линейной зависимости v_{0i} от веса заряда величина $\eta_\omega = \frac{mv_0^2}{2\omega}$, возрастающая от η_{ω_n} до η_{ω_0}, при некотором ω_i проходит через минимум.

Баллистическое проектирование гаубиц и расчет зарядов

При баллистическом проектировании гаубиц с применением таблиц ГАУ и при расчете зарядов необходимо учитывать некоторые особенности результатов обработки опытных стрельб из существующих гаубиц.

1. Гаубицы стреляют при плотностях заряжания Δ от 0,10 до 0,50—0,60, причем при малых плотностях заряжания потери на теплоотдачу значительно больше, чем в пушках $\left(\frac{\Delta T}{T_1} \div \frac{1}{\Delta}\right)$.

2. При обработке опытных данных по таблицам ГАУ совпадение расчетных и опытных значений $v_д$ и $p_{\max}$ получается при величинах f, значительно меньших, чем принятое в таблицах ГАУ значение $f = 95\ т \cdot м/кг$. Например, для полных зарядов $f_0 \approx 93\ т \cdot м/кг$, для наименьших при $\Delta_n = 0{,}10—0{,}12$ $f_n \approx 80—82\ т \cdot м/кг$.

Такое снижение величин f частично объясняется неполным сгоранием толстого пороха при стрельбе уменьшенными зарядами, а также упоминавшимися выше особенностями в условиях горения по сравнению с идеализированными условиями, принимаемыми при аналитическом решении задачи внутренней баллистики. К ним

относятся: задержка воспламенения вследствие наличия перегородок (мешочная ткань), неоднородное распределение в каморе тонкого и толстого порохов, затрата части энергии на сжигание картузной ткани и обтюратора.

На основе обработки результатов стрельб можно предложить такую формулу для силы пороха в зависимости от Δ для получения совпадения значений скоростей снаряда расчетных и опытных:

$$f_t = 95\left(1 - \frac{0{,}015}{\Delta_t}\right).$$

Это значение ориентировочное, и его надо уточнять на основе обработки результатов стрельб из существующих гаубиц.

Баллистический расчет ствола и веса полного заряда

Расчет проводится для наибольшей начальной скорости v_{00}, соответствующей полному заряду $№_0$, и при наибольшем давлении p_{max0}, выбранном по величине $C_\varepsilon = \frac{E_д}{d^3} = c_q \frac{v_{д0}^2}{2g}$. При этом находят конструктивные характеристики ствола (W_0; $l_д$; $\Lambda_д$; $l_{кам}$; $\chi \frac{l_0}{l_{кам}}$) и вес полного заряда ω_0, а найденный по величине B полный импульс $I_{к0}$ характеризует смешанный заряд, составляющие которого тонкий и толстый пороха пока неизвестны и определятся в дальнейшем расчете.

В отличие от пушек, при проектировании которых величина $\eta_к = \frac{l_к}{l_д}$ подбирается в пределах $0{,}60 \div 0{,}65$, в гаубицах на полном заряде величина $\eta_к$ должна быть значительно меньше (0,20—0,25), чтобы обеспечить по возможности полное сгорание толстого пороха при уменьшенных зарядах и давлениях. При этом конец горения переносится к дульному срезу и может получиться неполное сгорание толстого пороха, что и наблюдается на практике при большой разнице в толщинах порохов, составляющих заряд.

Поэтому при использовании директивной диаграммы после определения характеристик орудия наименьшего объема при давлении p_{max} и скорости $v_{д0}$ следует идти в сторону уменьшения Δ, $\frac{\omega}{q}$ и $\eta_к$ и увеличения $\Lambda_д$ (вниз и влево от точки M_0). При этом величины $\eta_д = p_{ср}/p_{max}$ получаются порядка 0,50—0,40 (острая кривая давления при раннем конце горения).

При этих расчетах ствола и полного заряда ω_0 при пользовании таблицами ГАУ следует вводить поправку на $f \neq 95$ по формулам проф. В. Е. Слухоцкого:

$$p_{max} = p_{max\ таб}\frac{f}{95},\quad v_{00} = v_{таб}\sqrt{\frac{\omega}{q}\frac{f}{95}},$$

где f в $т \cdot м/кг$.

По величине Δ и $p_{\max\text{ таб}}$ найдем B и $I_{к0} \approx \frac{1}{s}\sqrt{Bf\omega\varphi m}$ для заряда № 0.

Расчет наименьшего или основного заряда

Основной наименьший заряд обычно состоит из одного пучка тонкого пороха $\left(\frac{4}{1};\frac{7}{1}\right)$. Он должен обеспечить получение при стрельбе заданной начальной скорости v_{0n} (200—220 *м/сек*) и давления $p_{\max n}$, задаваемого не меньше определенной величины, обеспечивающей взводимость взрывателя при наименьшей возможной температуре заряда.

При расчете ствола, который проектируется на полном заряде, задаются величинами $\Delta_n = 0{,}10 \div 0{,}12$ и соответствующими им $\frac{\omega_n}{q}$, возрастающими пропорционально Δ_n; задаются величиной $p_{\max n}$; вводят поправку на $f_n \neq 95$, причем $f_n = 95\left(1 - \frac{0.015}{\Delta_n}\right)$. Затем вычисляют $\varphi_n = (1{,}05 \div 1{,}06) + \frac{1}{3}\frac{\omega}{q}$, находят $n_{vf} = \sqrt{\frac{\omega_n}{\varphi_n q}\frac{f_n}{95}}$, по заданной v_{0n} находят $v_{\text{таб }n} = \frac{v_{0n}}{n_{vf}}$.

При данной плотности заряжания Δ по $\Lambda_д$ и $v_{\text{таб.д}}$ находят значения B_n и $p_{\max\text{ таб}}$ по таблицам IV выпуска, затем находят $p_{\max n} = p_{\max\text{ таб}}\frac{f_n}{95}$ и поверяют его на обеспечение взводимости взрывателя.

По трем результатам при трех Δ_n находят нужные Δ и $\frac{\omega}{q}$, обеспечивающие получение заданных v_{0n} и $p_{\max n}$. Для выбранного варианта определяют

$$I'_к = \frac{1}{s}\sqrt{B_n f \omega_n \varphi_n m}.$$

Это $I'_к$ принимается как характеристика тонкого пороха при расчетах всех остальных зарядов начиная с полного. Точно так же вес заряда ω_n составит вес основного пучка во всех остальных комбинированных зарядах от № 0 до № $(n-1)$, причем с изменением веса заряда ω_i будет меняться и $\alpha'_i = \frac{\omega_n}{\omega_i}$.

Определение $I''_к$ и f'' для толстого пороха

Зная веса полного и наименьшего зарядов ω_0 и ω_n, найдем $\alpha'_0 = \frac{\omega_n}{\omega_0}$, $\alpha''_0 = 1 - \alpha'_0$ для заряда № 0 и сможем рассчитать значение $I''_к$ для толстого пороха.

Так как

$$\frac{1}{I_{к_0}}=\frac{\alpha_0'}{I_к'}+\frac{\alpha_0''}{I_к''},$$

то

$$I_к''=\frac{\alpha_0''}{\frac{1}{I_{к_0}}-\frac{\alpha_0'}{I_к'}}=I_{к_0}\frac{\alpha_0''}{1-\alpha_0'\frac{I_{к_0}}{I_к'}}.$$

Силу пороха f'' находят из формулы

$$f_0=\alpha_0' f'+\alpha_0'' f'',$$

откуда

$$f''=\frac{f_0-f'\alpha_0'}{\alpha_0''}.$$

Обычно величина f'' близка к 95 $т\cdot м/кг$, f_0 — к 93 и f' — к 80—82 $т\cdot м/кг$.

После определения величины $I_к''$ перед назначением марки пороха с семью каналами по его толщине необходимо ввести поправку, учитывающую, что пороха с семью каналами горят по закону $u=Ap^\nu$, где $\nu=0{,}83$, и, следовательно, импульс давления меняется с изменением Δ. Чем больше плотность заряжания Δ_0, тем больше меняется импульс $I_к$.

Для назначения величины $I_к$ следует ввести поправку на изменение величин импульса давления, приведя их все к $\Delta_1=0{,}23$, при которой проводятся обычно испытания в манометрической бомбе.

При законе скорости горения $u=Ap^\nu$, где $\nu<1$,

$$de=Ap^\nu dt=\frac{A}{p^{1-\nu}}p\,dt;\quad p\,dt=p^{1-\nu}\frac{de}{A};$$

степень $1-\nu=0{,}17\approx\frac{1}{6}$ и $p_{ср}^{1-\nu}$ меняется слабо.

При интегрировании выносим $p^{1-\nu}$ средним значением, причем

$$(p^{1-\nu})_{ср}=\frac{p^{1-\nu}}{2-\nu};\quad I=\int_0^t p\,dt=(p^{1-\nu})_{ср}\int_0^e\frac{de}{A}=(p^{1-\nu})_{ср}\frac{e}{A};$$

$$I_к=(p_{max}^{1-\nu})_{ср}\frac{e_1}{A}=\frac{p_{max}^{1-\nu}}{(2-\nu)}\frac{e_1}{A}.$$

Применяя эту формулу для двух плотностей заряжания, получим

$$I_{к_1}=\frac{p_{max1}^{1-\nu}}{2-\nu}\frac{e_1}{A};\quad I_{к_2}=\frac{p_{max2}^{1-\nu}}{2-\nu}\frac{e_1}{A};\quad\frac{I_{к_2}}{I_{к_1}}=\left(\frac{p_{max2}}{p_{max1}}\right)^{1-\nu}.$$

Принимая импульс $I_{к1}$, соответствующий $\Delta_1=0{,}23$, за 100%, получим таблицу изменения $I_к$ с изменением Δ при $\nu=0{,}83$ (табл. 10.7).

Таблица 10.7

Значения $I_{к\Delta}$ при разных Δ

Δ	0,10	0,20	0,23	0,30	0,40	0,50	0,60
$I_{к\Delta}/I_{к0{,}23}$%	81,4	97,7	100	106,3	114,6	1,22	131
$I_{к\Delta}$	1040	1200	1235	1320	1427	1525	1635

Таким образом, если при полном заряде при $\Delta_0=0{,}60$ импульс $I_к$, определенный по таблицам ГАУ, равен 1635 *кг · сек/дм*^{2}, то для назначения толщины и марки пороха надо взять $I_{к\Delta_1}$ при $\Delta_1=0{,}23$, т. е. 1235, и, зная, что $u_1=0{,}0_572$, получим

$$2e_{1\,лент}=2u_1I_к=2\cdot 0{,}0_572\cdot 1235=0{,}0178\ дм=1{,}78\ мм,$$

$$2e_{1\,7кан}=0{,}7\cdot 2e_{1\,лент}=0{,}7\cdot 1{,}78=1{,}24\ мм.$$

Это соответствует марке $^{12}/_7$ (для дополнительных зарядов).

Расчет характеристик промежуточных зарядов

Зная характеристики зарядов полного № 0 и наименьшего № n, характеристики промежуточных зарядов найдем следующим образом:

$$\omega_i=\omega_n+(\omega_0-\omega_n)\frac{v_{0i}-v_{0n}}{v_{00}-v_{0n}};$$

$$\varphi_i=a+\frac{1}{3}\frac{\omega_i}{q},\quad \text{где } a=1{,}05\div 1{,}06;$$

$$\alpha_I'=\frac{\omega_n}{\omega_i};\quad \alpha_i''=1-\alpha_i';\quad f_i=\alpha_i'f'+\alpha_i''f'';$$

$$\frac{1}{I_{к_i}}=\frac{\alpha_i'}{I_к'}+\frac{\alpha_i''}{I_к''}\ \text{ или }\ I_{к_i}=\frac{I_к'I''}{\alpha' I_к''+\alpha'' I_к'}.$$

Подставляя значения ω_i; φ_i; f_i; $I_{к\,i}$ в формулу для B, получим

$$B_i=\frac{s^2I_{к\,i}^2}{f_i\omega_i\varphi_i m}\quad \text{и}\quad \Delta_i=\frac{\omega_i}{W_0}.$$

По Δ_i и B_i входим в таблицы ГАУ и определяем все баллистические элементы для промежуточного заряда ($p_{max\,i}$; v_{0i}; $\Lambda_{к\,i}$ и др.).

Проверка полноты сгорания заряда

Известно, что скорость снаряда в конце горения толстого пороха выражается формулой

$$v_{к\,i}=\frac{sI''_к}{\varphi m}(1-z''_0).$$

$I''_к$ находим по табл. 10.7 соответственно плотности заряжания.

Если $v_{к\,i}<v_{д\,i}$, то сгорание пороха полное; если $v_{к\,i}>v_{д\,i}$, сгорание пороха неполное, и можно рассчитать, какая часть пороха сгорит к моменту вылета снаряда из канала ствола. Для этого предварительно напишем

$$v_{д\,i}=\frac{sI''_к}{\varphi_i m}(z''_{д\,i}-z''_{0i}),$$

где $z_{0i}=\dfrac{\psi_{0i}}{\varkappa\left(\dfrac{\alpha'_i}{z'_к}+\alpha''_i\right)}$ и $\varkappa=1{,}06$, так как расчет всех зарядов проводился по таблицам ГАУ;

$z''_{д\,i}$ — относительная толщина толстого пороха, сгоревшая к моменту вылета снаряда.

Отсюда

$$z''_{д\,i}=z''_{0i}+\frac{\varphi_i m}{sI''_к}v_{д\,i}.$$

Далее

$$\psi''_{д\,i}=\varkappa''z''_{д\,i}+\varkappa''\lambda''z''_{д\,i}.$$

Для смеси порохов

$$\psi_д=\alpha'_i+\alpha''_i\psi''_{д\,i}.$$

Эти расчеты, основанные на использовании таблиц ГАУ, составленных для ленточных порохов, и формулы для $z''_д$ и $\psi''_д$ дают возможность рассчитать сгоревшую толщину $e''_д$ и часть $\psi''_д$ ленточного пороха. На самом деле, в гаубицах в качестве толстых порохов применяют пороха с семью каналами, у которых при том же значении $z''_д$ сгорит бо́льшая часть заряда $\psi''_д$, чем у эквивалентного ленточного пороха, а останется несгоревшей меньшая часть $(1-\psi''_д)$.

Толщина пороха с семью каналами, эквивалентного ленточному, составляет $0{,}7\cdot 2e_{1\,\text{лент}}$.

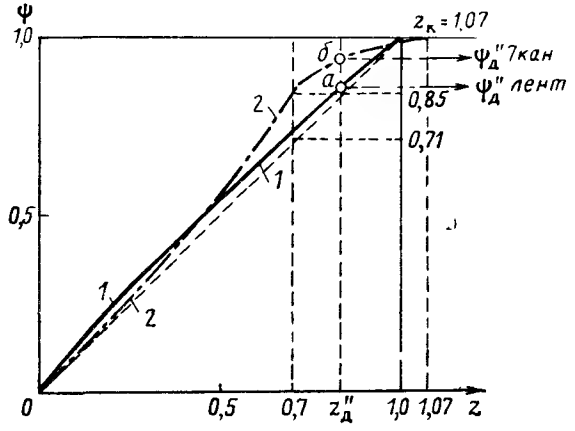
Концу горения пороха с семью каналами соответствует толщина

$$2e_{1к}=\underset{7кан}{2(e_1+\rho)}=2(e_1+0{,}53e_1)=\underset{7кан}{1{,}53\cdot 2e_1}=\underset{лент}{1{,}53\cdot 0{,}7\cdot 2e_1}=$$

$$=\underset{лент}{1{,}07\cdot 2e_1}$$

$$\underset{7кан}{z_к}=1{,}07 \quad (\text{при } \underset{лент}{z_к}=1).$$

Откладывая полученные зависимости на комбинированном графике (фиг. 10.15), получим на диаграмме ψ, z ленточный порох, изображенный сплошной кривой *1—1*, идущей слегка выпукло кверху от 0 до 1 при $z=0{,}7\psi_{лент}=0{,}71$. Порох с семью



Фиг. 10.15. Определение несгоревшей части заряда из пороха с семью каналами.

каналами имеет выпуклость вниз и при $z_s=0{,}7$ $\psi_s=0{,}85$; $\underset{7кан}{\varkappa}=0{,}72$; при перемещении z_s из 1 в 0,7 изменится и $\varkappa_{7кан}=\operatorname{tg}\varphi_2$; $\varkappa_{7кан}=\frac{0{,}72}{0{,}70}=1{,}03$; $\varkappa_{лент}=1{,}06$. Следовательно, пунктирная кривая *2—2* эквивалентного пороха с семью каналами пойдет вначале немного ниже кривой *1—1* ленточного пороха, затем пересечет ее и при $z_s=0{,}7$ $\psi_{7кан}=0{,}85>\psi_{лент}=0{,}71$. После этого наступает распад и при изменении z от 0,7 до 1,07 идет догорание продуктов распада; пунктирная кривая ψ, z для пороха с семью каналами пойдет выше кривой ленточного эквивалентного пороха, и к моменту сгорания $z''_д$ точка *б* лежит выше точки *а*, $\psi''_{д\,7кан}>\psi''_{д\,лент}$. Оставшаяся несгоревшей часть заряда $(1-\psi_д)$ у пороха с семью каналами будет меньше, чем у ленточного пороха. При $z_{к\,лент}=1$ кривые *1—1* и *2—2* опять пересекутся при очень малой разнице в величинах ψ: $\psi_{лент}=1\psi_{7кан}=0{,}99$.

10.8. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ

Влияние природы пороха на баллистические характеристики орудия наименьшего объема

Таблицы ГАУ, которые используются при баллистическом проектировании, составлены в основном для пироксилиновых порохов с определенными баллистическими характеристиками f, α, δ, θ. Наряду с такими порохами применяются как более мощные пороха с более высокой температурой горения T_1 и бóльшей силой пороха, так и «холодные» пороха с пониженной температурой горения и меньшей силой пороха; характеристики α и θ при изменении природы пороха обычно меняются в обратном направлении по отношению к силе f и температуре T_1.

В первом приближении можно принять

$$f\alpha = \text{const} = 95; \quad f\theta = \text{const} = 19,$$

где f в $т \cdot м/кг$, α в $дм^3/кг$.

Решая задачу об определении характеристик и условий заряжания для орудий наименьшего объема для заданных $v_д$ и p_{max} при измененных характеристиках пороха f, α, θ и используя номограмму Н. А. Криницкого при разных значениях θ, удалось установить следующий характер изменения конструктивных характеристик канала ствола, условий заряжания и энергетических характеристик выстрела.

В табл. 10.8 приведены относительные величины всех характеристик, причем за 100% приняты характеристики таблиц ГАУ: $f=95$; $\alpha=1$; $\theta=0{,}20$.

Таблица 10.8

Влияние природы пороха на баллистические характеристики орудия наименьшего объема

f	86,5	95	105	115	
α	1,10	1,00	0,905	0,825	
θ	0,22	0,20	0,18	0,165	
$f/f_2\%$	91	100	110,5	121	
T_1	83	100	122	146	$T_1 \approx kf^2$
$\Delta_{н2}$	98	100	101,5	103	$\Delta_{н2} \approx \text{const}$
$\left(\frac{\omega}{q}\right)_0$	111	100	90	81	$f\left(\frac{\omega}{q}\right)_0 = \text{const}$
η_{ω_0}	91	100	111	122	$\eta_{\omega_0} = k_1 f$
W_0	114	100	88	78	$W_0 f = \text{const}$
$\Lambda_д$	92	100	108	117	$\Lambda_д \approx k_2 f$
$W_{кан}$	107	100	93	89	$W_{кан}\sqrt{f} \approx \text{const}$
$I_к$	100,6	100	99,6	99	$I_к \approx \text{const}$
$l_к$	99,5	100	101	101	$l_к = \text{const}$
$\eta_к$	95	100	106	110	$\eta_к \approx k\sqrt{f}$
$N_{усл}$	209	100	38	12,5	

Анализ табл. 10.8, составленной для постоянных q, $v_д$ и p_{max}, показывает, что с изменением силы пороха (а также соответственно α и θ) для орудия наименьшего объема:

1) плотность заряжания $\Delta_{н2}$ почти не изменяется (очень слабо растет с увеличением f);

2) относительный заряд ω/q меняется обратно пропорционально силе f;

3) объем каморы примерно также;

4) число объемов расширения $\Lambda_д$ меняется почти прямо пропорционально силе полета f;

5) объем канала $W_{кан}$ меняется обратно пропорционально $\sqrt{f}$;

6) η_{ω_0} меняется прямо пропорционально f;

7) $l_к$ или $l_к/d$ не зависит от природы пороха и не меняется с изменением природы пороха. Так как скорость горения u_1 растет с увеличением f и T_1, то в том же отношении должна расти и толщина пороха, поскольку $l_к = \frac{e_1}{u_1}$;

8) абсолютный путь снаряда к концу горения пороха $l_к$ не зависит от природы пороха;

9) $\eta_к = \frac{l_к}{l_д}$ растет пропорционально $\sqrt{f}$;

10) живучесть $N_{усл}$ резко убывает с увеличением силы пороха f и температуры горения T_1.

Эти выводы дают совершенно ясную картину изменения основных конструктивных данных, энергетических характеристик и условий заряжания для орудия наименьшего объема при изменении природы пороха.

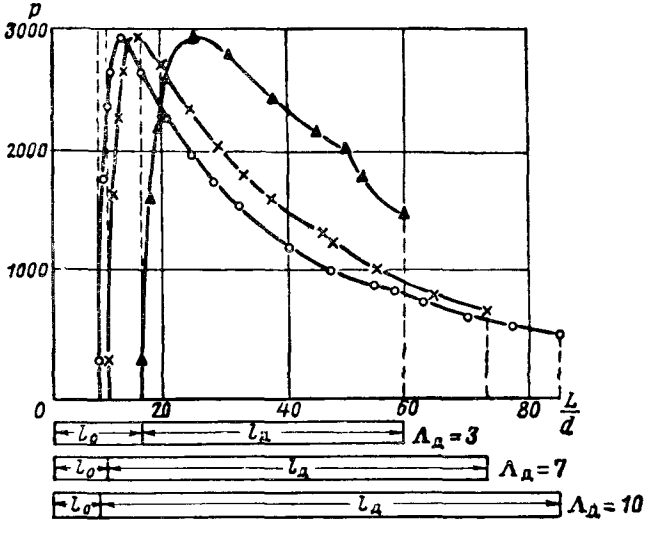
Эти же соотношения примерно сохраняются при отступлении от орудия наименьшего объема или от точки M_0 на директивной диаграмме в определенном направлении. Следовательно, при изменении природы пороха по сравнению с принятой в таблице ГАУ можно после проектирования орудия по этим таблицам внести изменения в результаты расчета изменения в соответствии с табл. 10.8, затем проверить результаты, пользуясь формулами метода $l_{\varphi\ ср}$.

Зависимость веса ствола от $\Lambda_д$ при заданных скорости $v_д$ и наибольшем давлении газов p_{max}

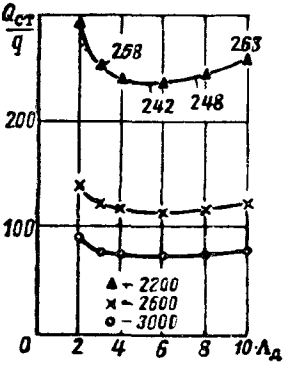
При баллистическом проектировании орудия сообщить снаряду данного калибра и веса заданную скорость v_0 при данном давлении можно из короткого орудия с большой каморой и большим зарядом, из длинного орудия с малой каморой и малым зарядом и из орудия с любой промежуточной комбинацией его длины и объема каморы. При этом совершенно различны будут дульные давления, меняясь от $0{,}5p_{max}$ до $(0{,}15—0{,}20)p_{max}$.

Схема таких стволов и кривых давления изображена на фиг. 10. 16.

Расчеты показывают, что вес ствола в функции $\Lambda_д$ меняется по кривой, имеющей минимум при $\Lambda_д = 5 \div 6$ (фиг. 10. 17).



Фиг. 10. 16. Кривые давлений в орудиях с разными $\Lambda_д$ при заданных $v_д$ и p_{max}.



Фиг. 10. 17. Зависимость веса ствола от $\Lambda_д$ при заданных $v_д$ и p_{max}.

Следовательно, если поставлено требование получить ствол минимального веса, надо при проектировании брать $\Lambda_д = 5 \div 6$.

Влияние изменения φ и b на результаты расчетов конструктивных данных ($\Lambda_д$, $l_д$)

Из основного уравнения имеем

$$\Lambda_д + 1 - \alpha\Delta = \frac{(\Lambda_к + 1 - \alpha\Delta)\left[1 - \frac{B\theta}{2}(1 - z_0)^2\right]^{\frac{1}{b}}}{(1 - r')^{\frac{1}{b}}} =$$

$$= \frac{K}{(1 - r')^{\frac{1}{\theta}}} = \frac{K}{(1 - \varphi r)^{\frac{1}{b}}}. \qquad (10.16)$$

При заданных Δ и p_{max} величина $K=\text{const}$, при данном $\frac{\omega}{q}$ $r=\text{const}$. Дифференцируем равенство (10.16) по φ и умножаем и делим правую часть на φ:

$$d\Lambda_д = \frac{K}{\theta} \frac{r'}{(1-r')^{\frac{1}{\eta}+1}} \frac{d\varphi}{\varphi}. \qquad (10.17)$$

Деля (10.17) на (10.16), получаем

$$\frac{d\Lambda_д}{\Lambda_д + 1 - \alpha\Delta} = \frac{1}{\theta} \frac{r'}{(1-r')} \frac{d\varphi}{\varphi}, \qquad (10.18)$$

где при изменении r' от 0,20 до 0,333 и $\theta = 0{,}2$ величина $\frac{1}{\theta} \frac{r'}{1-r'}$ $\left(\text{коэффициент при } \frac{d\varphi}{\varphi}\right)$ меняется в пределах $1{,}25 \div 2{,}5$.

Из формулы (10.18) видно, что $\Lambda_д$ растет с увеличением φ и убывает с его уменьшением, причем это относительное изменение $\Lambda_д$ больше, чем относительное изменение φ.

Выше имели формулу $\varphi = a + b\frac{\omega}{q}$,

откуда $$b = \frac{\varphi - a}{\frac{\omega}{q}};$$

$$db = \frac{d\varphi}{\frac{\omega}{q}} \quad \text{и} \quad \frac{db}{b} = \frac{d\varphi}{\varphi - a}. \qquad (10.19)$$

Так как разность $\varphi - a$ обычно невелика, то относительное изменение b значительно больше, чем изменение φ, а величина $\varphi = \left(\frac{v_{д\,выч}}{v_{д\,оп}}\right)^2$. Следовательно, расхождение в скоростях $v_{д\,выч}$ при расчете по разным таблицам вызывает изменение $b_{оп}$ для получения одинаковых величин $v_д$.

Из формулы (10.19) имеем

$$\frac{d\varphi}{\varphi} = \frac{\varphi - a}{\varphi} \frac{db}{b}. \qquad (10.20)$$

Вставляя выражение (10.20) в формулу (10.18), получаем непосредственную зависимость изменения $\Lambda_д$ от изменения b:

$$\frac{d\Lambda_д}{\Lambda_д + 1 - \alpha\Delta} = \frac{1}{\theta} \frac{r'}{1-r'} \frac{\varphi - a}{b} \frac{db}{\varphi} = \frac{1}{\theta} \frac{r'}{1-r'} \frac{\omega}{q} \frac{db}{\varphi}.$$

Подставляя вместо $r'=\frac{\varphi k_v}{\frac{\omega}{q}}$, где $k_v=\frac{\theta}{f}\frac{v_д^2}{2g}$, получим

$$\frac{d\Lambda_д}{\Lambda_д+1-\alpha\Delta}=\frac{k_v}{\theta}\frac{db}{1-r'}=\frac{v_д^2}{2gf}\frac{db}{(1-r')}.$$

Следовательно, влияние разницы в величине b возрастает с увеличением начальной скорости снаряда $v_д$, как это и было получено при подсчетах по таблицам ГАУ и проф. Дроздова.

Приведенные зависимости подтверждают необходимость точного подбора значения коэффициента $b_{оп}$ по результатам стрельбы из существующего «родственного» орудия, близкого по своим данным к проектируемому. Это особенно важно при больших начальных скоростях.

Только в этом случае можно ожидать результатов проектирования, хорошо удовлетворяющих на практике поставленным в задании требованиям.

Глава XI

ОСОБЕННОСТИ НЕКОТОРЫХ СПЕЦИАЛЬНЫХ ВИДОВ СТВОЛЬНОГО ОРУЖИЯ

11.1. ОСОБЕННОСТИ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ СТРЕЛКОВОГО ОРУЖИЯ

Стрелковое оружие по сравнению с артиллерийским вооружением имеет ряд особенностей:

1) более высокие относительные веса пуль по сравнению с весами артиллерийских снарядов. Например, у артснарядов $c_q=q/d^3=10\div16$, у пуль $c_q=20\div30$;

2) более высокие плотности заряжания (0,85÷0,95 вместо 0,60÷0,75 для орудий);

3) применение зерненых иногда флегматизованных порохов с прогрессивным горением в первой половине процесса горения;

4) бо́льшие относительные потери на теплоотдачу при выстреле;

5) иные условия движения пули по каналу на начальном участке: зависимость баллистических данных (p_{max} и $v_д$) от степени закатки гильзы; врезание всей боковой поверхности пули, а не только ведущего пояска, как у снаряда;

6) бо́льшие коэффициенты уширения камор ($\chi=1{,}5\div3{,}0$);

7) конструктивные особенности в некоторых образцах: свободный или полусвободный затвор, отвод части пороховых газов для обеспечения действия автоматики;

8) малые калибры и малые размеры пороховых зерен, которые приводят к большим относительным допускам, а это способствует бо́льшему разнообразию в величинах начальной скорости пули.

Некоторые особенности характеристик стрелкового оружия

1. Коэффициент веса пули c_q находится в пределах 20—30 *кг/дм*^{3}, т. е. почти в 2 раза больше, чем у артиллерийских снарядов ($c_q=10\div16$). Ввиду этого для получения заданной начальной скорости при данном давлении p_{max} требуется значительно бо́льшая относительная длина ствола и большая относительная толщина пороха.

В теории баллистического проектирования было показано, что при заданной скорости снаряда v_0, длины каморы, пути $l_д$ и ствола в калибрах пропорциональны c_q, или

$$\frac{l_0}{d},\ \frac{l_д}{d},\ \frac{L_{кан}}{d},\ \frac{L_{ст}}{d} \div\div c_q.$$

Вот почему при $v_д=850$ *м/сек* длина артиллерийского орудия 52 калибра, а винтовка образца 1891—1930 гг. имеет длину ствола около 100 калибров.

Точно так же отношение $l_к/d$ пропорционально c_q; поэтому толщина пороха, отнесенная к калибру стрелкового оружия при данных v_0 и p_{max}, значительно больше, чем в артиллерийских орудиях

2. Пироксилиновые пороха для стрелкового оружия изготовляются из высокоазотного пироксилина и имеют силу f на 8—10% бо́льшую, чем артиллерийские пироксилиновые пороха.

Пороха имеют форму зерен с одним или семью каналами короткой резки, что увеличивает их вместимость в гильзу. Кроме того, пороха с одним каналом — флегматизованные и графитованные, что также увеличивает их гравиметрическую плотность. Поэтому плотность заряжания таких порохов достигает 0,85÷0,90, в то время как трубчатые орудийные пороха не позволяют получить плотность заряжания выше 0,75, а пороха с семью каналами — больше 0,85.

Мелкие пороха с одним каналом обычно флегматизуются и несмотря на дегрессивную форму — короткая трубочка ($\varkappa=1{,}15$—$1{,}20$) — горят в первой половине процесса горения прогрессивно; характеристика Γ, ψ растет от начала до $\psi=0{,}40\div0{,}50$. Флегматизация, делая горение пороха прогрессивным, уменьшает и среднюю скорость горения. Вместе с тем малые размеры пороховых зерен для стрелкового оружия при тех же абсолютных отклонениях в размерах дают значительно бо́льшее разнообразие и по толщине сводов и по длине. Кроме того, с увеличением неоднообразия вследствие флегматизации конец горения пороха переносится к

дульному срезу и даже за дульный срез, а это увеличивает разнообразие в значениях начальных скоростей, что лишь незначительно сказывается на ухудшении кучности боя прямого выстрела. Специальные опыты показали, что при полном сгорании в канале ствола рассеивание скорости v_0 не превышает 2%; при неполном сгорании того же заряда в постепенно укорачиваемом стволе разброс v_0 доходит до 5%.

Плотное заполнение почти всего объема каморы мелким зерненым порохом (от 1500 до 3500 зерен) создает неблагоприятные условия для распространения газов от капсюля-воспламенителя, что затрудняет и делает постепенным процесс воспламенения заряда и вносит дополнительное рассеивание скорости v_0.

Таблица 11.1

Влияние обжатия дульца гильзы

$П_{извл}$ *кг*	v_0 *м/сек*	Δv_0	p_{max} *кг/см²*	Δp_{max}
10	825	+11	2620	+220
20	836	+11	2840	+240
30	847		3080	

3. Степень закатки дульца гильзы и связанная с этим величина извлекающего усилия $П_{извл}$ значительно меняет скорость пули v_0 и наибольшее давление газов p_{max} (табл. 11.1).

При изменении извлекающего усилия от 10 до 30 *кг* скорость v_0 повышается почти на 3%, а давление p_{max} на 17,5%. Это показывает, как важна для получения однообразия скоростей v_0 одинаковая степень закатки гильзы и вообще начальные условия.

Теоретическая формула для скорости нарастания давления в начале движения

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_0 = \frac{f\omega}{sl_{\psi_1}} \frac{p_0}{I_к} \varkappa\sigma_0.$$

В данном случае величина p_0 характеризует степень закатки гильзы или извлекающее усилие и определяет скорость нарастания давления в начале движения пули.

4. Давление форсирования пули при врезании в нарезы несколько больше, чем давление форсирования при врезании артиллерийского снаряда ($p_0 = 350 \div 450$ вместо $250 \div 300$ *кг/см²*). Кроме того, вся цилиндрическая поверхность пули постепенно врезается в нарезы, причем соединительный конус более пологий, чем в орудиях. Поэтому при решении задачи внутренней баллистики для стрелкового оружия рекомендуется в коэффициенте φ — учета второстепенных работ ($\varphi = a + b_{ср}\frac{\omega}{q}$) брать член $a = 1{,}10$ вместо $a = 1{,}03$, т. е. значительно выше обычного.

5. Коэффициент использования единицы веса заряда η_ω для стрелкового оружия колеблется в пределах 95÷140 *т·м/кг*, т. е. близок к значениям η_ω для пушек.

6. Коэффициент заполнения индикаторной диаграммы имеет меньшее значение, чем у пушек ($\eta_д = p_{ср}/p_{max} = 0{,}30—0{,}50$), потому что кривые давления p, l получаются более «острыми», чем в артиллерийских орудиях с тем же коэффициентом могущества C_ε.

7. Наибольшее давление газов $p_{max} = 2800 \div 3500$ *кг/см*^{2}.

8. Чтобы уменьшить длину патрона и ход затвора при автоматической стрельбе в стрелковом оружии, применяется большее уширение каморы $\chi = 1{,}50 \div 3{,}0$ и более. Чем больше χ и чем короче патрон, тем короче ход затвора, необходимый для перезаряжания. Однако при этом увеличиваются поперечные размеры патрона и размеры ствольной коробки. В связи с этим возникает и решается вопрос о наивыгоднейшем уширении каморы, обеспечивающем надежное действие автоматики; обычно принимается $\chi \approx 1{,}5$.

9. После выхода из дульца гильзы пуля упирается в соединительный скат; при этом объем каморы увеличивается примерно на 3%, и, следовательно, фактическая плотность заряжания в начале врезания $\Delta = 0{,}97 \frac{\omega}{W_0}$. Скорость пули в момент упора в соединительный конус достигает 6—10 *м/сек*.

10. Для стрелкового оружия величина n_s в формуле $s = n_s d^2$ близка к 0,82÷0,83.

11. Одной из основных особенностей баллистики стрелкового оружия является относительно бо́льшая потеря на теплоотдачу.

Выше были приведены формулы для учета потери на теплоотдачу, в основу которых была положена методика Мюраура с изменениями проф. М. Е. Серебрякова.

Понижение температуры пороховых газов при выстреле рассчитывается по формуле

$$\frac{\Delta T}{T_1}\% = \frac{C_{м}\%}{7{,}774} \frac{\Sigma_0}{W_0} \frac{1}{\Delta} \eta = D\eta,$$

где

$$\eta = \frac{v}{v_к}\left(1 + \frac{\xi}{3}\Lambda\right); \quad \xi = 1 + \frac{2nt_н}{\pi d}.$$

Величина $D = \frac{C_{м}\%}{7{,}774} \frac{\Sigma_0}{W_0} \frac{1}{\Delta}$ учитывает потерю тепла, которая получилась бы, если бы весь процесс сгорания пороха проходил в каморе при неподвижном снаряде; множитель η учитывает увеличение потери тепла вследствие постепенного увеличения охлаждающей поверхности при движении снаряда и по мере увеличения его скорости v; коэффициент ξ учитывает относительное увеличение поверхности канала за счет граней нарезов, число которых $2n$ и глубина $t_н$ ($\xi = 1{,}20 \div 1{,}30$).

Если отнести формулу для теплоотдачи к моменту вылета снаряда

$$\frac{\Delta T_д}{T_1}\,\% = \frac{C_M\,\%}{7{,}774}\,\frac{\Sigma_0}{W_0}\,\frac{1}{\Delta}\,\frac{v_д}{v_к}\left(1+\frac{\xi}{3}\Lambda_д\right),$$

то в стрелковом оружии величина $\frac{\Delta T_д}{T_1}\,\%$ будет больше, чем в артиллерийских орудиях.

Величина относительной поверхности каморы $\frac{\Sigma_0}{W_0}$ в стрелковом оружии значительно больше, чем в орудии, так как в первом приближении она обратно пропорциональна калибру оружия. В самом деле,

$$\frac{\Sigma_0}{W_0}=\frac{4}{d\sqrt{\chi}}+\frac{2\chi}{l_0}=\frac{2}{d}\left(\frac{2}{\sqrt{\chi}}+\frac{d}{l_0}\chi\right)=\frac{2}{d}k'^{*}.$$

Следовательно, относительная поверхность каморы обратно пропорциональна калибру оружия d; величина l_0/d мало зависит от калибра и в геометрически подобных орудиях одинакова; коэффициент уширения $\chi=l_0/l_{кам}$ для стрелкового оружия также выше, чем для артиллерийских орудий.

Таким образом, величина Σ_0/W_0, определяющая в основном величину потери на теплоотдачу для стрелкового оружия, раз в 10—15 больше, чем для арторудий калибра 76—152 *мм*.

Множитель $\tau_{iд}=\frac{v_д}{v_к}\left(1+\frac{\xi}{3}\Lambda_д\right)$ в геометрически подобных орудиях будет одинаков. Но так как в стрелковом оружии величина $\Lambda_д=6-10$ больше, чем $\Lambda_д$ в пушках при том же коэффициенте могущества $C_ε$, то $\tau_{iд}$ также будет увеличивать разницу в потерях на теплоотдачу.

Следует заметить, что множитель $C_M\,\%$ для более тонких порохов будет ниже, чем для более толстых орудийных порохов. Однако, как было показано выше, величина $l_к/d$ для стрелкового оружия относительно больше, чем для орудий в 2—3 раза, и поэтому преобладающее влияние будет иметь первый множитель Σ_0/W_0.

Анализ формулы для $\Delta T/T_1$ и расчеты показывают, что она дает заниженные результаты. Это получается потому, что коэффициент $C_M\,\%$, определенный Мюрауром из опытов в манометрической бомбе, не учитывает влияния увеличения коэффициента теплоотдачи α от увеличения скорости газов в стволе.

---

* При $l_0 \cdot d=10$ и при изменении χ от 1,5 до 2,7 выражение в скобках меняется от 1,79 до 1,49, т. е. на 17%, так что решающее значение имеет величина $2:d$.

При учете этого коэффициент C_M должен иметь значительно бо́льшую величину (вместо 2% $C'_M=4{,}5\%$), т. е. в $2^1/_4$ раза выше.

Для стрелкового оружия калибра от 7,62 до 12,7 *мм* величину C'_M с учетом скорости газов можно принимать от 4,5 до 9%. Расчеты для ряда систем при этих константах дали вполне удовлетворительные результаты:

$$\frac{\Delta v_0}{v_0}=\pm 2\%;\quad \frac{\Delta p_{\max}}{p_{\max}}=\pm\frac{8}{5}\%.$$

Общая потеря на теплоотдачу составляет от 12 до 20%. Из них около $^2/_3$ отдается во время движения пули по каналу ствола и около $^1/_3$ — в периоде последействия.

Примечание. Необходимо отметить, что в стрелковом оружии при стрельбе давление $p_{\max}$ измеряется не вкладным, а ввинтным крешерным прибором, расположенным над каморой около конического ската гильзы. Так как в момент получения максимума давления путь пули $l_m=0{,}6l_0$ и полное расстояние от дна гильзы до дна пули равно $l_{\text{кам}}+l_m=\dfrac{l_0}{\chi}+0{,}6l_0$, то ввинтной крешер находится почти на середине этого расстояния; следовательно, он измеряет среднее давление в заснарядном объеме в момент получения $p_{\max}$, т. е. измеряет $p_{\max\text{ ср}}$, а не $p_{\max\text{ дн}}$, как в орудии.

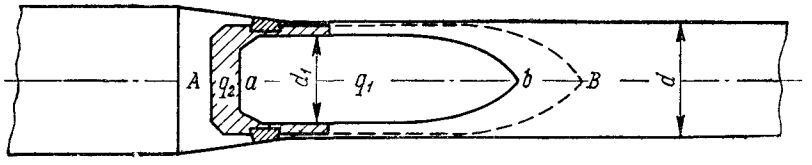
Поэтому для пользования таблицами ГАУ по методу проф. В. Е. Слухоцкого для получения среднего баллистического давления надо $p_{\max\text{ кр}}$ умножить только на коэффициент N', учитывающий поправку на заниженные показания крешерного прибора:

$$p_{\max\text{ дн}}=N'\,p_{\max\text{ ср}};$$

остальные множители в формуле для $p_{\max\text{ дн}}$ отпадают.

11.2. ОСОБЕННОСТИ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ ПРИ СТРЕЛЬБЕ ПОДКАЛИБЕРНЫМИ СНАРЯДАМИ

Одним из средств, при помощи которых можно значительно повысить начальную скорость снаряда при стрельбе из обычного ствола, являются подкалиберные снаряды. Одна из схем таких снарядов изображена на фиг. 11.1.



Фиг. 11.1. Схема подкалиберного снаряда.

Снаряд ab калибра d_1 вставляется в поддон Aa калибра d. Общий вес снаряда с поддоном $q'=q_1+q_2$ значительно меньше,

чем вес q обычного калиберного снаряда AB, обозначенного в передней своей части пунктиром:

$$q' = q_1 + q_2 < q.$$

Если обычные снаряды имеют коэффициент веса $c_q = 14 \div 18$, то подкалиберные снаряды имеют $c_{q1} = \frac{q_1 + q_2}{d^3} = 6 \div 10$. Это позволяет на том же пути в канале ствола получить значительное увеличение скорости снаряда. А так как коэффициент веса подкалиберного снаряда по отношению к своему калибру d_1 является нормальным ($c_{q1} = \frac{q_1}{d_1^3} = 14 \div 18$) при хорошо обтекаемой без пояска форме, то и дальность полета получается значительно бóльшей, чем у обычного калиберного снаряда при стрельбе из того же ствола со значительно меньшей начальной скоростью.

Поддоны различных устройств отделяются сразу после вылета снаряда и обычно летят в определенном направлении на определенную дальность.

Такие снаряды применялись во второй мировой войне немецкой фашистской армией для обстрела английского побережья через канал Па-де-Кале.

Определение увеличения скорости снаряда при применении подкалиберного снаряда уменьшенного веса

Пусть снаряд нормального веса q имеет скорость v_0 и коэффициент $\varphi = a + b_{\text{ср}} \frac{\omega}{q}$. Подкалиберный снаряд имеет вес $q' < q$, скорость $v_0' > v_0$ и коэффициент $\varphi' = a + b_{\text{ср}} \frac{\omega}{q'} > \varphi$.

Рассмотрим случай стрельбы в том же орудии, при том же давлении $p_{\max}$, при том же весе заряда ω и при той же плотности заряжания Δ. Чтобы при стрельбе снарядом меньшего веса давление $p_{\max}$ не изменилось, необходимо изменить толщину пороха.

Для анализа возьмем формулу для скорости снаряда во втором периоде, перенеся φ_q в левую часть:

$$\varphi q v_0^2 = \frac{2gf\omega}{\theta}\left\{1 - \left(\frac{\Lambda_к - 1 + \alpha\Delta}{\Lambda_д - 1 + \alpha\Delta}\right)^{\theta}\left[1 - \frac{B\theta}{2}(1 - z_0)^2\right]\right\}. \qquad (11.1)$$

По таблицам ГАУ и другим постоянные значения $p_{\max}$ и Δ определяют одинаковое значение B, а одинаковые B и Δ — постоянное значение $\Lambda_к$. Таким образом, при данных ω, $p_{\max}$, Δ, B и $\Lambda_к$ и при данном $\Lambda_д$ правая часть уравнения (11.1) остается в обоих случаях постоянной.

Отсюда следует

$$\varphi q v_0^2 = \varphi' q' v_0'^2$$

и

$$\frac{v_0'}{v_0} = \sqrt{\frac{q}{q'}\frac{\varphi}{\varphi'}}, \tag{11.2}$$

где

$$\frac{q}{q'} > 1, \quad \frac{\varphi}{\varphi'} < 1.$$

Первое неравенство играет решающую роль, второе несколько ослабляет влияние первого.

Следовательно, относительная скорость подкалиберного снаряда обратно пропорциональна корню квадратному из отношения произведений $\varphi q : \varphi' q'$.

Из равенства $B = B'$ находим изменение значения $I_к$:

$$\frac{s^2 I_к^2 g}{f\omega\varphi q} = \frac{s^2 I_к'^2 g}{f\omega\varphi' q'}$$

или

$$\frac{I_к^2}{\varphi q} = \frac{I_к'^2}{\varphi' q'},$$

отсюда

$$\frac{I_к'}{I_к} = \sqrt{\frac{\varphi' q'}{\varphi q}} = \frac{v_0}{v_0'} \tag{11.3}$$

или

$$I_к' v_0' = I_к v_0,$$

т. е. отношение импульсов давления или толщин пороха обратно пропорционально скоростям снарядов, или прямо пропорционально корню квадратному из отношения $\varphi' q' : \varphi q$.

Если в уравнении (11.1) вес заряда перенести в левую часть, то

$$\frac{\varphi q v_0^2}{2g\omega} = \frac{\varphi' q' v_0'^2}{2g\omega}$$

или

$$\varphi \eta_\omega = \varphi' \eta_\omega'.$$

Отсюда

$$\frac{\eta'_{1\omega}}{\eta_{1\omega}}=\frac{\varphi}{\varphi'}.$$

Так как $\frac{\varphi}{\varphi'}<1$, то $\eta'_{1\omega}<\eta_{1\omega}$.

При применении подкалиберных снарядов коэффициент использования заряда уменьшается в отношении φ/φ'.

Изменение нагрузки на лафет при стрельбе подкалиберными снарядами

Наибольшая нагрузка на лафет зависит от максимальной скорости отката, которая дается выражением

$$V_{max}=\frac{q+\beta\omega}{Q_0}v_0, \qquad (11.4)$$

где для β — коэффициента последействия газов — можно взять простейшую эмпирическую зависимость

$$\beta=\frac{1300}{v_д}=\frac{k_1}{v_д}\ (k_1=1300=\text{const}).$$

Применяя формулу (11.4) для V'_{max} и V_{max} и беря их отношение, получаем

$$\frac{V'_{max}}{V_{max}}=\frac{(q'+\beta'\omega)v'_0}{(q+\beta\omega)v_0}=\frac{q'v'_0+k_1\omega}{qv_0+k_1\omega}.$$

Но

$$v'_0=v_0\sqrt{\frac{q}{q'}\frac{\varphi}{\varphi'}} \qquad q'v'_0=qv_0\sqrt{\frac{q'}{q}\frac{\varphi}{\varphi'}}.$$

Так как

$$\frac{q'}{q}<1,\quad \frac{\varphi}{\varphi'}<1,\quad \text{то}\quad q'v'_0<qv_0$$

и

$$V'_{max}<V_{max}.$$

Следовательно, при стрельбе при данном давлении p_{max} и при данном весе заряда ω подкалиберным снарядом меньшего веса несмотря на увеличение скорости снаряда, максимальная скорость отката и нагрузка на лафет убывает.

Пример. Даны характеристики нормального и подкалиберного снарядов. Рассчитать для подкалиберного снаряда $v'_д$, $I'_к$ и V'_{max}.

Для нормального снаряда

$$c_q = 16; \quad v_0 = 1000 \ м/сек;$$

$$\frac{\omega}{q} = 0{,}45; \quad \varphi = 1{,}03 + \frac{1}{3}\,\frac{\omega}{q} = 1{,}18.$$

Для подкалиберного снаряда

$$c'_q = 8{,}0; \quad \frac{\omega}{q'} = 0{,}90; \quad \varphi' = 1{,}03 + \frac{1}{3}\,0{,}90 = 1{,}33.$$

Решение.

$$\frac{q}{q'} = 2{,}0; \quad \frac{\varphi}{\varphi'} = \frac{1{,}18}{1{,}33} = 0{,}886;$$

$$v'_0 = 1000\sqrt{2 \cdot 0{,}886} = 1330 \ м/сек;$$

$$\frac{\eta'_\omega}{\eta_\omega} = \frac{\varphi}{\varphi'} = 0{,}886.$$

Если $\eta_\omega = 120 \ т \cdot м/кг$, то $\eta'_\omega = 0{,}886 \cdot 120 = 106 \ т \cdot м/кг$.

$$I'_к = I_к \frac{v_0}{v'_0} = \frac{I_к}{1{,}330} = 0{,}752 I_к.$$

Следовательно, при уменьшении веса снаряда в два раза скорость его увеличится на 33%. Коэффициент использования заряда и импульс давления уменьшатся соответственно на 11 и 25%. Толщина пороха уменьшается на 25%.

$$\frac{V'_{max}}{V_{max}} = \frac{q' v'_0 \left(1 + \beta' \dfrac{\omega}{q'}\right)}{q v_0 \left(1 + \beta \dfrac{\omega}{q}\right)} = \frac{c'_q}{c_q}\,\frac{v'_0}{v_0}\,\frac{\left(1 + \beta' \dfrac{\omega}{q'}\right)}{\left(1 + \beta \dfrac{\omega}{q}\right)} =$$

$$= 0{,}5 \cdot 1{,}333\,\frac{\left(1 + \dfrac{1300}{1333}\,0{,}90\right)}{\left(1 + \dfrac{1300}{1000}\,0{,}45\right)} = \frac{1{,}333}{2{,}0}\,1{,}185 = 0{,}79;$$

$$\frac{V'^2_{max}}{V^2_{max}} = 0{,}79^2 = 0{,}62.$$

Таким образом максимальная скорость отката уменьшается на 21%, энергия отката на 38%.

Из формулы (11.2) можно определить вес подкалиберного снаряда q' для получения заданной начальной скорости снаряда v'_0.

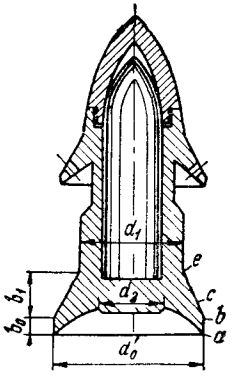
$$\left(\frac{v_0'}{v_0}\right)^2 = \frac{\varphi q}{\varphi' q'} = \frac{aq + b\omega}{aq' + b\omega},$$

откуда

$$q' = \frac{q}{a}\left[\varphi\left(\frac{v_0}{v_0'}\right)^2 - b\frac{\omega}{q}\right].$$

11.3. ПОНЯТИЕ ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ СТВОЛОВ С КОНИЧЕСКИМ КАНАЛОМ

К средствам получения высоких скоростей снаряда при сравнительно коротком стволе следует отнести орудие с коническим каналом. Такое орудие в виде опытных образцов предлагалось еще в 70-х годах XIX в. После первой мировой войны немецким инженером Герлихом были проведены опыты стрельбы из винтовки с коническим стволом, причем была получена начальная скорость пули значительно больше обычной, в результате чего резко повысился эффект бронепробиваемости.



Фиг. 11.2. Продольный разрез бронебойного снаряда 28/20.

В период второй мировой войны в германской армии применяли конические пушки разных калибров, главным образом, в качестве противотанковой артиллерии, в частности, противотанковая пушка с входным калибром 28 *мм* и выходным 20 *мм* (28/20) со скоростью снаряда 1400 *м/сек*; такого же типа противотанковая пушка 42/28 и цилиндро-коническая пушка 75/55 ($v_0 = 1250$ *м/сек*), ствол которой состоял из цилиндрической трубы калибра 75 *мм* обычного типа с нарезкой, насадки из гладкой конической части с диаметрами 75/55 и гладкой цилиндрической насадки калибром 55 *мм*. Снаряд имел два пояска—юбки: передний — направляющий, более тонкий, а задний — ведущий, более толстый. Разрез бронебойного снаряда к пушке 28/20 изображен на фиг. 11.2.

Чтобы объяснить, за счет чего в относительно коротком стволе с коническим каналом можно получить высокие начальные скорости, ниже проводится сравнение цилиндрического и конического стволов. Сначала сравним два цилиндрических орудия разных калибров d_1 и d_0 при одинаковых W_0, $W_д$, $\Lambda_д$, ω, Δ, p_{max} и стреляющих снарядами одного и того же веса q, а следовательно, при одинаковых ω/q.

Покажем, что скорости снаряда у них будут одинаковыми, но получаются они на разных длинах пути и при разной длине ствола.

Так как объемы равны

$$W_{\text{кан1}} = W_{\text{кан2}},$$

а

$$W_{\text{кан}} = s(l_0 + l_{\text{д}}) = sL'_{\text{кан}},$$

то

$$\frac{L'_{\text{кан1}}}{L'_{\text{кан0}}} = \frac{l_{01} + l_{\text{д1}}}{l_{00} + l_{\text{д0}}} = \frac{s_0}{s_1} = \left(\frac{d_0}{d_1}\right)^2,$$

т. е. отношение длин каналов обратно пропорционально квадратам калибров снарядов. Например, если $d_0/d_1 = 1{,}40$, то отношение $L'_{\text{кан1}}/L'_{\text{кан0}} = 1{,}4^2 = 1{,}96$.

Следовательно, ствол большого калибра будет почти в 2 раза короче ствола меньшего калибра.

Если $d_0 > d_1$, то $c_{q0} < c_{q1}$.

По таблицам ГАУ при данных $p_{\max}$ и Δ параметр B будет одинаков для обоих орудий; $\frac{\omega}{q}$, $\varphi = a + b_{\text{ср}}\frac{\omega}{q}$ и $n_v = \sqrt{\frac{\omega}{\varphi q}}$ — одно и то же.

При помощи таблиц ГАУ второго выпуска (скорости снаряда) по величинам Δ, B и $\Lambda_{\text{д}}$ получим значение $v_{\text{т.д}}$, одинаковое для обоих орудий; начальные скорости $v_0 = n_v v_{\text{т.д}}$ у них будут также равны, причем у второго орудия длина ствола почти в 2 раза короче, если $d_0 : d_1 = 1{,}4$. Но в функции относительных объемов $W/W_0 = \Lambda$ кривые p, Λ и v, Λ совпадут.

Так как $B = \frac{s^2 I_{\text{к}}^2 g}{f\omega\varphi q}$ и $f\omega\varphi q$ одинаковы, то $s_1 I_{\text{к1}} = s_0 I_{\text{к0}}$

или

$$\frac{I_{\text{к0}}}{I_{\text{к1}}} = \frac{s_1}{s_0} = \left(\frac{d_1}{d_0}\right)^2;$$

$$I_{\text{к0}} \ll I_{\text{к1}}.$$

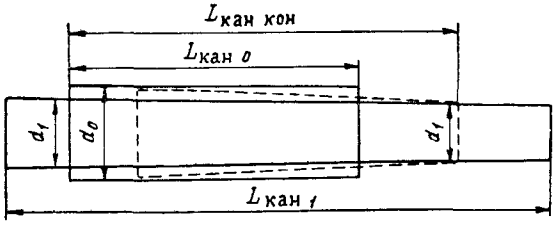
Следовательно, при снарядах одинакового веса в орудиях разного калибра отношение импульсов давления или толщин пороха обратно пропорционально квадратам калибров. Чем больше калибр, тем короче орудие, тем тоньше должен быть порох, чтобы получить одинаковое $p_{\max}$ и одинаковую кривую v, Λ.

Если теперь взять конический ствол с входным калибром d_0 и выходным d_1 и с теми же значениями W_0, $W_{\text{д}}$, $\Lambda_{\text{д}}$, ω, Δ, $p_{\max}$ и q, то оказывается, что его кривые v, Λ совпадают с кривыми v, Λ для цилиндрических стволов разного калибра d_1 и d_0, потому что конический ствол можно рассматривать как постепенный переход от калибра d_0 к калибру d_1 при сохранении той же величины $\Lambda_{\text{д}}$.

Длина такого ствола $L_{\text{кан кон}}$ при том же объеме, что и у цилиндрических, будет значительно меньше длины $L_{\text{кан1}}$ цилиндрического ствола калибра d_1 (фиг. 11.3).

Ясно, что толщина пороха или импульс давления $I_к$ в коническом стволе будет заключаться между соответствующими толщинами или импульсами для цилиндрических стволов калибров d_0 и d_1:

$$I_{к0} < I_{к\,кон} < I_{к1}.$$



Фиг. 11.3. Схема конического и цилиндрических каналов.

Так как наибольшее давление получается близко к началу движения, то импульс $I_{к\,кон}$, будучи больше $I_{к0}$, отличается от него сравнительно немного.

По аналогии с цилиндрическими каналами

$$\frac{I_{к\,кон}}{I_{к0}} = \frac{s_0}{s_{m\,кон}},$$

где $s_{m\,кон}$ — площадь поперечного сечения конического канала в момент получения наибольшего давления p_{max}.

Отсюда

$$I_{к\,кон} = I_{к0}\frac{s_0}{s_m} \ll I_{к1}.$$

Например, для $d_0/d_1 = 1{,}4$ $I_{к\,кон} = 1{,}03 I_{к0}$; при меньшей величине d_0/d_1 разница между $I_{к\,кон}$ и $I_{к0}$ будет еще меньше.

Система уравнений внутренней баллистики для конического ствола

Система уравнений для конического ствола остается без изменения, но в уравнении движения снаряда величина поперечного сечения канала s меняется, убывая по мере движения снаряда, и в основном уравнении объем $W = \int_0^l s\,dl$ не может быть заменен через sl, как в цилиндрическом стволе.

1. Закон притока газов по геометрическому закону

$$\psi = \varkappa z + \varkappa\lambda z^2.$$

2. Закон скорости горения

$$u = \frac{de}{dt} = e_1 \frac{dz}{dt} = u_1 p.$$

3. Уравнение преобразования энергии

$$p(W_\psi + W) = f\omega\psi - \frac{\theta}{2}\varphi m v^2.$$

4. Уравнение движения снаряда

$$\varphi m \frac{dv}{dt} = sp$$

или

$$\varphi m v \frac{dv}{dl} = sp,$$

где s — площадь сечения канала ствола — величина переменная.

Формула для давления

$$p = f\omega \frac{\psi - \frac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}}{W_\psi + W} = f\Delta \frac{\psi - \frac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}}{\Lambda_\psi + \Lambda}.$$

Выше было показано, что кривая v, Λ в коническом стволе при прочих равных условиях заряжания совпадает с кривыми v, Λ в цилиндрических стволах с калибрами d_0 и d_1.

Можно показать, что кривая давления p, Λ в коническом стволе по отношению к кривой давления в цилиндрическом стволе с калибром d_0 и при том же $l_{к0}$ располагается выше, причем по мере сгорания заряда разница в давлениях растет.

Рассмотрим конический и цилиндрический стволы с одинаковыми W_0, $W_д$, $\Lambda_д$, q, Δ, ω, $l_{к0}$, f, α, δ.

За основу принимаем, что кривые v, Λ для обоих стволов одинаковы.

Из 2 и 4-го уравнений, как и выше, имеем

$$dv = -\frac{sl_{к0}}{\varphi m} dx,$$

где s — переменная величина, которая при интегрировании выносится средним значением $s_{ср}$;

для конического ствола

$$v = \int_0^l \frac{s_0 l_{к0}}{\varphi m} \frac{s}{s_0} dx = \frac{s_0 l_{к0}}{\varphi m} \frac{s_{ср}}{s_0} x;$$

для цилиндрического ствола калибра d_0 скорость снаряда

$$v_{\text{ц}}=\frac{s_0 I_{\text{к0}}}{\varphi m}x_{\text{ц}}.$$

Для данного Λ по принятому ранее допущению $v_{\text{ц}}=v$. Тогда

$$\frac{s_{\text{ср}}}{s_0}x=x_{\text{ц}} \quad \text{или} \quad x=\frac{x_{\text{ц}}}{s_{\text{ср}}/s_0}.$$

Но для конического ствола $\frac{s_{\text{ср}}}{s_0}<1$ и поэтому

$$x>x_{\text{ц}}.$$

Следовательно, к данному моменту, когда величины Λ и W одни и те же и $v=v_{\text{ц}}$, в коническом стволе сгорает бóльшая относительная толщина пороха, чем в цилиндрическом.

Отсюда

$$z>z_{\text{ц}},$$

$$\psi>\psi_{\text{ц}},$$

$$\psi-\frac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}>\psi_{\text{ц}}-\frac{v_{\text{ц}}^2}{v_{\text{пр}}^2},$$

$$W_{\psi}<W_{\psi_{\text{ц}}},$$

$$W_{\psi}+W<W_{\psi_{\text{ц}}}+W_{\text{ц}}.$$

Для давления

$$p=f\omega\frac{\psi-\frac{v^2}{v_{\text{пр}}^2}}{W_{\psi}+W}$$

получаем

$$p>p_{\text{ц}}.$$

Чем больше Λ и v, тем меньше $s_{\text{ср}}/s_0$, тем больше разница между x и $x_{\text{ц}}$ и между p и $p_{\text{ц}}$. Кривые давления в первом периоде постепенно расходятся.

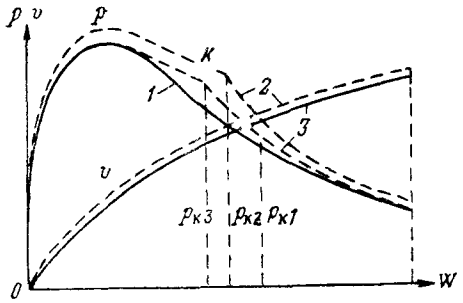
Так как $p_{\max}>p_{\max\text{ ц}}$, то чтобы $p_{\max}=p_{\max\text{ ц}}$, при том же весе заряда надо увеличить импульс $I_{\text{к кон}}$ для конического ствола:

$$I_{\text{к.кон}}=I_{\text{к0}}\frac{s_0}{s_m}>I_{\text{к0}}.$$

Кривые p, W будут иметь вид, изображенный на фиг. 11.4: кривая *1* — для цилиндрического ствола при $I_{\text{к0}}$; кривая *2* — для

конического при $I_{к\,кон}=I_{к0}$ и $p_{max\,кон}>p_{max0}$; кривая *3* — для конического ствола при $I_{к\,кон}>I_{к0}$ и $p_{max\,кон}=p_{max0}$.

Следовательно, в коническом канале за счет уменьшения поперечного сечения s кривая p, Λ получается более прогрессивной, чем в цилиндрическом канале. Это можно также показать, если взять переменный параметр заряжания $B=\dfrac{s^2 I_к^2 g}{f\omega\varphi q}$. Так как система уравнений остается той же, что и в цилиндрическом стволе, то с уменьшением сечения канала по мере движения снаряда будет уменьшаться параметр B, что равносильно постепен-



Фиг. 11 4 Кривые p, W для конического и цилиндрического каналов.

ному повышению давления, так как с уменьшением величины B давление p растет.

Сравнение баллистических кривых v, Λ и p, Λ было проведено при одинаковом значении φ как для конического, так и для цилиндрического каналов. Но φ учитывает влияние второстепенных работ, а они в действительности будут разные в цилиндрическом и коническом стволах.

Учет второстепенных работ в орудии с коническим каналом

В цилиндрическом стволе

$$\varphi_ц = a_ц + b_ц \frac{\omega}{q};$$

в коническом стволе

$$\varphi_к = a_к + b_к \frac{\omega}{q}.$$

Опыт показывает, что $a_к > a_ц$, $b_к < b_ц$.

Учет работы на перемещение газо-пороховой смеси

В цилиндрическом стволе при наличии уширения каморы

$$b=\frac{1}{3}\,\frac{\Lambda+\dfrac{1}{\chi}}{\Lambda+1}.$$

Если для конического ствола принять такое же допущение, что в движении участвует только столб газо-пороховой смеси сечением s, где s непрерывно убывает, то для $b_к$ в коническом стволе получим формулу

$$b_к=\frac{1}{3}\,y\,\frac{\Lambda+\dfrac{y}{\chi}}{\Lambda+1},$$

где $y=d/d_0$.

Здесь d_0 — входной калибр и d — текущий канала ствола. Выходной калибр обозначим $d_д$. Так как $y<1$, то $b_к<b_ц$.

Если принять $b_ц=\frac{1}{3}=0{,}333$, то для конического ствола с $d_0/d_д=1{,}4$ $b_к\approx 0{,}222$.

Следовательно, в коническом стволе на перемещение газо-пороховой смеси затрачивается меньшая относительная часть работы, чем в цилиндрическом.

Учет остальных второстепенных работ $a_ц$ и $a_{кон}$

Для цилиндрического ствола

$$a_ц=1+k_2+k_3+k_5.$$

Для конического ствола

$$a_{кон}=1+k_2+K_3+k_5,$$

где $K_3=k_3'+k_3''+k_3'''\gg k_3$;

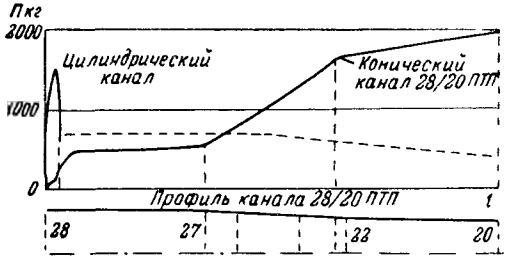
k_3' — относительная работа на преодоление трения в боевых гранях нарезов двух поясков ($k_3'\approx 0{,}02$);

k_3'' — относительная работа на деформацию поясков при их постепенном продавливании через суживающийся канал и на преодоление трения между поверхностью канала и пояска $\int_0^l \Pi\,dl$. Работой радиальной силы Ф в цилиндрическом стволе пренебрегали; в коническом стволе ею пренебрегать нельзя;

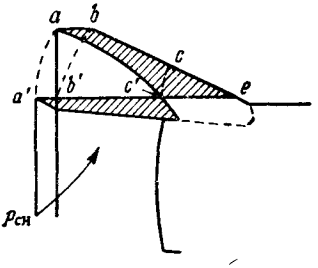
k_3''' — относительная работа на преодоление дополнительного трения от прижимания поверхности заднего пояска давлением $p_{сн}$ к поверхности канала, причем поверхность соприкосновения S_n все время растет, а сечение s убывает.

В стволе немецкой пушки $d_0/d_д = 28/20 = 1{,}4$ с переменной конусностью диаграмма изменения силы П при продавливании снаряда через канал ствола изображена на фиг. 11.5.

В первом пологом конусе сила П, необходимая для продвижения снаряда, растет очень мало, во втором крутом конусе она



Фиг. 11.5. Сопротивление при протяжке снаряда через ствол 28/20.



Фиг. 11.6. Схема деформации заднего пояска.

резко возрастает, в третьем пологом конусе опять растет слабо. Но общая работа на продавливание снаряда с двумя поясками значительно больше, чем в цилиндрическом стволе.

Работа на статическое продавливание снаряда через ствол

$$A_д'' = \int_0^{l_д} \Pi \, dl,$$

$$k_3'' = \frac{A_д''}{mv_д^2/2} \approx 0{,}10 \text{ (для пушки 28/20).}$$

Далее рассмотрим k_3''' (фиг. 11.6)*. При движении снаряда по коническому каналу будет развиваться сила трения

$$R_т = \xi \nu S_n p_{сн},$$

где S_n — кольцевая поверхность соприкосновения пояска, которая все время растет (линия ab);

$\xi < 1$ — коэффициент, учитывающий, что не вся поверхность подвергается давлению $p_{сн}$;

* Подробнее см. М. Е. Серебряков, Внутренняя баллистика, Оборонгиз, 1949, стр. 583—586.

ν — коэффициент трения — функция скорости снаряда, убывающая с возрастанием скорости снаряда по формуле

$$\nu = \nu_0 \frac{1+0{,}0213v}{1+0{,}133v}.$$

С увеличением v до 100 *м/сек* ν быстро падает от 0,20 до 0,10, затем убывание замедляется; при $v \approx 1000$ *м/сек* $\nu = 0{,}05$.

Следовательно,

$$k_3''' = \frac{\int_0^{l_д} R_т\, dl}{\frac{mv_ц^2}{2}} \approx 0{,}08;$$

$$K_3 = k_3' + k_3'' + k_3''' = 0{,}02 + 0{,}10 + 0{,}08 = 0{,}20;$$

$$a_ц = 1 + k_2 + K_3 + k_5 = 1 + 0{,}02 + 0{,}20 + 0{,}01 = 1{,}23.$$

Таким образом,

$$\varphi_к = 1{,}23 + 0{,}222\frac{\omega}{q};$$

$$\varphi_ц = 1{,}03 + 0{,}333\frac{\omega}{q}.$$

При $\frac{\omega}{q} = 1{,}5$ ($v_0 \approx 1500$ *м/сек*) $\varphi_к = \varphi_ц$;

при $\frac{\omega}{q} < 1{,}5$ $\varphi_к > \varphi_ц$;

при $\frac{\omega}{q} > 1{,}5$ $\varphi_к < \varphi_ц$.

Конический ствол, помимо общего уменьшения длины ствола, является выгодным при больших значениях ω/q и v_0, так как затрата энергии на второстепенные работы в этом случае у него меньше, чем у цилиндрического ($b_к = 0{,}222$, $b_ц = 0{,}333$).

При более полном учете сил сопротивления уравнение движения снаряда можно написать так:

$$\varphi_1 m \frac{dv}{dt} = sp_{сн} - П - \xi\nu S_n p_{сн}.$$

Значения коэффициентов ξ, ν и величины П можно определить из опыта стрельбами при очень малых Δ, когда давления $p_{сп}$ малы, и влияние двух вторых членов растет.

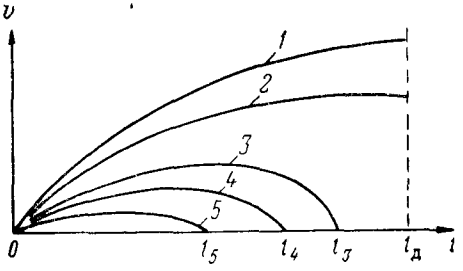
Проведенные стрельбы при малых Δ и расчеты показали следующую картину (см. табл. 11.2): при $\Delta \leqslant 0{,}02$ снаряды не выле-

тают, а застревают в канале и тем ближе к началу движения, чем меньше плотность заряжания (фиг. 11.7).

Таблица 11.2

Результаты стрельб при малых значениях Δ

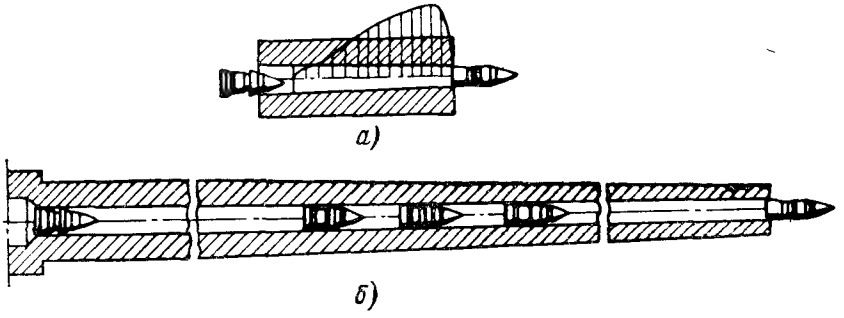
№ по пор.	Δ	Скорость снаряда v_0 *м/сек*	Путь снаряда $l_{сн}$ по каналу *мм*
1	0,05	250	—
2	0,03	150	—
3	0,02	Не вылетел	$l_3 = 720$
4	0,015	То же	$l_4 = 500$
5	0,01	»	$l_5 = 300$



Фиг. 11.7. Кривые v, l при малых зарядах.

Застревание в канале снарядов последних трех выстрелов — результат действия сил торможения Π и $\xi v S_n p_{сн}$.

На фиг. 11.8 изображено постепенное обжатие снарядов и их застревание в канале ствола. Более подробные сведения об учете



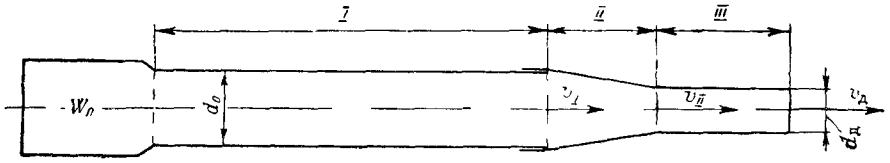
Фиг. 11.8. Исследование сопротивления при движении снаряда по коническому стволу.

а—закон сопротивления при продавливании снаряда через коническую матрицу, *б*—расположение снарядов, застрявших в канале ствола 28/20 при стрельбе очень малыми зарядами (Δ=0,01—0,02).

второстепенных работ, аналитическое решение задачи внутренней баллистики для орудия с коническим каналом и баллистическое проектирование орудий с коническим каналом изложены в курсе М. Е. Серебрякова «Внутренняя баллистика» (Оборонгиз, 1949, стр. 593—604).

Одной из разновидностей орудий с коническим каналом является цилиндрический ствол с коническо-цилиндрической съемной насадкой. В Германии применялся такой ствол калибров 75/55 *мм* (фиг. 11.9).

По первому цилиндрическому участку (*I*) снаряд двигается с очень малым $c_q=6\div7$ и на сравнительно коротком пути приобретает очень высокую скорость $v_I \approx 0{,}95\, v_д$; затем на участке гладкой конической насадки (*II*) происходит обжатие поясков и



Фиг. 11.9. Схема цилиндро-конического ствола

приведение снаряда к калибру $d_д$; снаряд повышает скорость v_{II} до $0{,}98v_д$, и, наконец, в гладкой направляющей цилиндрической части насадки (*III*) его скорость доходит до $v_д$.

Ствол такого типа — более короткий по сравнению с коническим стволом постоянной или переменной конусности, технология его проста; насадка не нарезная, а гладкая и может меняться в случае износа.

11.4. БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПОРОХОВ ВЫСОКОЙ ПРОГРЕССИВНОСТИ

Об условиях применения порохов высокой прогрессивности

В числе многих средств, которые могут повысить начальную скорость снаряда, кроме увеличения веса заряда, объема каморы и длины ствола, уменьшения веса снаряда, повышения наибольшего давления пороховых газов, увеличения силы пороха, имеется также и повышение прогрессивности формы и прогрессивности горения пороха.

В литературе имеется понятие об идеально-прогрессивной кривой давления в канале ствола, которая после достижения наибольшего давления p_{max} затем на некотором довольно значительном пути снаряда сохраняет давление газов постоянным $p=p_{max}=\text{const}$ (фиг. 11.10, кривая *2*).

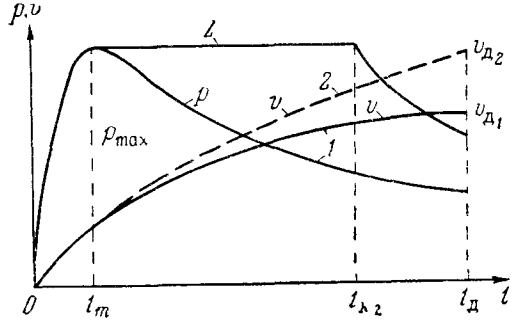
Для получения идеально-прогрессивной кривой давления интенсивность газообразования Γ должна непрерывно возрастать в определенной закономерности, которую можно найти из условия $dp/dl=0$ или $dp/dt=0$.

Выше было показано, что

$$\frac{dp}{dt} = \frac{p}{l_\psi + l}\left\{\frac{f\omega}{s}\Gamma\left(1+\frac{p_{max}}{f\delta_1}\right)-(1+\theta)v\right\}.$$

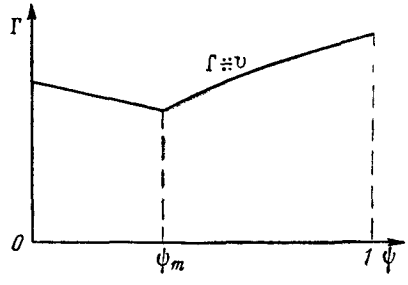
Условие сохранения $p_{max}=\text{const}$ — равенство нулю выражения в скобках $\{\ \}$, откуда

$$\boxed{\Gamma = \frac{(1+\theta)}{\left(1+\frac{p_{max}}{f\delta_1}\right)}\frac{s}{f\omega}v} \qquad (11.5)$$



Фиг. 11.10 Кривые давления при идеально прогрессивном порохе.

Следовательно, для получения $p=p_{max}$ на некотором пути постоянным необходимо, чтобы интенсивность газообразования $\Gamma=\frac{\varkappa}{e_1}u_1\sigma$ возрастала пропорционально скорости снаряда v. Но $\Gamma=\frac{\varkappa}{e_1}u_1\sigma$ может возрастать либо за счет увеличения поверхности горения пороха $\sigma=S/S_1$ определенной формы с высокой степенью прогрессивности (фиг. 11.11), либо за счет прогрессивного возрастания величины u_1 посредством флегматизации пороха. Первый способ выбрал в свое время Г. П. Киснемский, разработав порох с величиной $\sigma_s\approx 2$, что по расчетам должно было давать штатную скорость v_0 при давлении p'_{max} на 30% меньшем штатного давления p_{max}. Но, как известно, на практике такой порох при тех условиях, в которых он



Фиг. 11.11. Изменение Γ, ψ для получения $p_{max}=\text{const}$.

применялся, не дал ожидавшихся от него результатов вследствие ускоренного горения пороха в узких каналах и изменения общего характера горения заряда.

Проф. И. П. Граве позже, задавшись видом кривой давления $p=p_{max}=\text{const}$ (кривая *2—2* на фиг. 11. 10), решил обратную задачу — какой должна быть форма пороха, чтобы осуществить признак $\Gamma \overset{\cdot\cdot}{\underset{\cdot\cdot}{=}} v$. Он вывел значения характеристик формы $\varkappa$, λ и μ и дал специальную форму идеально-прогрессивного пороха.

Исследования А. С. Рябова * и проф. В. Е. Слухоцкого ** показали, что при одинаковом заряде ω и одинаковом давлении газов p_{max} прогрессивность формы пороха не дает сколько-нибудь заметного выигрыша в скорости снаряда v_0. Порох с семью каналами дает увеличение v_0 по сравнению с трубчатым порохом всего на 0,3%, порох с семью каналами Уолша — на 0,8%, но при этом толщина пороха более прогрессивной формы для сохранения одинакового давления p_{max} должна быть значительно меньше, чем толщина более дегрессивного пороха.

Практика показала, что действительно во время первой мировой войны при переходе артиллерии от ленточных порохов ($\varkappa=1{,}06$) к порохам с семью каналами ($\varkappa=0{,}72$) при одних и тех же примерно весах зарядов ω и при тех же p_{max} и v_0 толщина пороха с семью каналами составляла 0,7 толщины пороха ленточной формы:

$$\underset{\text{7 кан.}}{2e_1}=0{,}7\cdot\underset{\text{лент.}}{2e_1} \qquad \underset{\text{7 кан.}}{2e_1}=0{,}75\cdot\underset{\text{трубч.}}{2e_1}$$

Однако стрельбы В. М. Трофимова в 1925 г. из орудия с боковыми крешерными приборами показали, что при одновременном повышении веса заряда и толщины пороха с семью каналами можно в том же орудии получить увеличение v_0 на 5%.

Теоретические исследования показывают, что каждой форме пороха при данном давлении p_{max} соответствует своя наивыгоднейшая плотность заряжания, тем бо́льшая, чем больше прогрессивность горения пороха, чем больше давление p_{max}.

Ниже приводится краткая таблица (см. табл. 11. 3) значений $\Delta_н$ в зависимости от формы пороха $\varkappa$ и p_{max} (по данным проф. М. С. Горохова).

Как видно из табл. 11. 3, наивыгоднейшие плотности заряжания для пороха с семью каналами значительно выше, чем для трубчатого и ленточного порохов. Поэтому пороха разной прогрессивности при данном p_{max} сравнивают не при одной и той же Δ, а при наивыгоднейшей для каждой формы и тем бо́льших, чем больше прогрессивность.

---

* А. С. Рябов, О прогрессивных порохах с точки зрения их практической ценности, изд. ГАУ, 1929.

** В. Е. Слухоцкий, К вопросу о влиянии формы порохового зерна на результаты стрельбы, «Известия Артакадемии», т. IX, 1934.

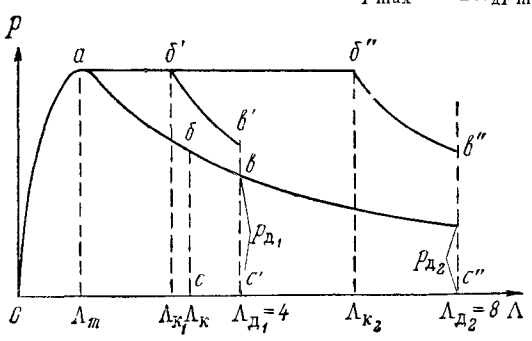
Таблица 11.3

Зависимость $\Delta_н$ от формы пороха

Форма пороха	p_{max} / $\varkappa$	3000 $\Delta_н$	4000 $\Delta_н$	$\sigma_к=(\sigma_s)$
Лента	1,06	0,69	0,80	0,88
Трубка	1,00	0,71	0,82	1,00
С семью каналами	0,72	0,82	0,93	1,37

Влияние прогрессивности пороха и конструктивных данных канала ствола на возможное увеличение начальной скорости снаряда v_0 при данном p_{max}

Рассмотрим два ствола с одинаковым объемом каморы W_0, но с разными длинами пути снаряда $l_{д1}$ и $l_{д2}$ и разным числом объемом расширения $\Lambda_д$ (пусть $\Lambda_{д1}=4$, $\Lambda_{д2}=8$). Чем меньше $\Lambda_д$, тем при данном p_{max} больше дульное давление $p_д$ и больше коэффициент заполнения индикаторной диаграммы $\eta_д=\dfrac{p_{ср}}{p_{max}}=\dfrac{\varphi m v_д^2}{2sl_д p_{max}}$.



Фиг. 11.12. Влияние $\Lambda_д$ на увеличение $v_д$.

Для порохов трубчатой формы с увеличением $\Lambda_д$ коэффициент $\eta_д$ меняется в пределах 0,70÷0,40. Плотности заряжания берем наивыгоднейшие, т. е. разные для различных форм порохов.

Для идеально-прогрессивных порохов можно принять $\eta_д=0{,}85$ (фиг. 11.12).

Для трубчатого пороха в первом орудии ($\Lambda_{д1}$)

$$\eta_{д1}=\frac{\varphi_1 m v_{д1}^2}{2sl_д p_{max}},$$

где

$$\frac{\varphi_1 m v_{д1}^2}{2} = s \int_0^{l_{д1}} p\,dl = s \text{ (площ. } Oаб'в'с').$$

Для идеально-прогрессивного пороха в том же орудии ($\Lambda_{д1}$)

$$\eta_{д2} = \frac{\varphi_2 m v_{д2}^2}{2 s l_д p_{max}},$$

где

$$\frac{\varphi_2 m v_{д2}^2}{2} = s \int_0^{l_{д1}} p\,dl = s \text{ (площ. } Oаб''в''с'').$$

Отсюда

$$\frac{v_{д2}}{v_{д1}} = \sqrt{\frac{\eta_{д2}}{\eta_{д1}} \frac{\varphi_1}{\varphi_2}}, \qquad (11.6)$$

где

$$\varphi_1 = a + b\frac{\omega_1}{q},$$

$$\varphi_2 = a + b\frac{\omega_2}{q},$$

$$\varphi_1 < \varphi_2; \quad \frac{\varphi_1}{\varphi_2} < 1.$$

Основное значение имеет отношение $\frac{\eta_{д2}}{\eta_{д1}}$; отношение $\frac{\varphi_1}{\varphi_2}$ только несколько ослабляет влияние этого отношения.

Так как с увеличением $\Lambda_д$ убывает $\eta_д$, то для $\Lambda_{д2}$ отношение $\frac{\eta_{д2}}{\eta_{д1}}$ будет больше, чем для $\Lambda_{д1}$.

Задаваясь для прогрессивного пороха величиной $\eta_{д2} = 0{,}85$ для всех значений $\Lambda_д$, можно найти при разных $\frac{\omega}{q}$ отношение $\frac{\varphi_1}{\varphi_2}$ (так как $\omega_2 : \omega_1 = \Delta_2 : \Delta_1$) и рассчитать возможное увеличение скорости для идеально-прогрессивных порохов.

На первый взгляд величину $v_д''$ можно вычислить по формуле (11.6), причем исследование графика фиг. 11.12 показывает, что с увеличением $\Lambda_д$ отношение $\frac{v_{д2}}{v_{д1}}$ должно расти, так как $\eta_{д2} = 0{,}85 = \text{const}$, а $\eta_{д1}$ с увеличением $\Lambda_д$ убывает с 0,70 до 0,40. Но оказывается, что при больших $\Lambda_д$ плотности заряжания, необходимые для поддержания $p_{max} = \text{const}$, становятся настолько велики, что практически не могут быть осуществлены.

Результаты расчета величин $\frac{v_{д2}}{v_{д1}}$ и Δ_2 при разных $\Lambda_д$ приводятся в табл. 11.4.

Таблица 11.4

Баллистические характеристики порохов высокой прогрессивности

$p_{max}=3500$ *кг/см*^{2} $\eta_{д1}=0{,}85$

	$\Lambda_д$	3	4	6	10
	$\Delta_{1э}$	0,75	0,79	0,83	0,89
	$\eta_{д1}$	0,735	0,66	0,55	0,41
$\frac{\omega_1}{q}=1$;	$\frac{v_{д2}}{v_{д1}}$	1,06	1,10	1,18	1,30
	Δ_2	0,85	0,98	1,22	1,72(!?)

Анализ указанных результатов расчета приводит к следующим выводам:

1. В орудиях с относительно большими каморами ($\Lambda_д=3\div4$), в которых обычный трубчатый порох также дает относительно большой коэффициент использования объема канала и большое относительное среднее давление $\eta_д$, даже за счет идеально-прогрессивного пороха при данном наибольшем давлении p_{max} нельзя получить прироста скорости снаряда больше 6—8%. При реальных порохах это увеличение $v_д$ будет еще меньше (не больше 3—5%).

2. В орудии с относительно малыми каморами ($\Lambda_д=6\div10$) теоретически можно получить значительное увеличение скорости снаряда $v_{д2}$, но для этого требуется увеличить плотность заряжания значительно выше пределов, которые допускают современные формы порохов.

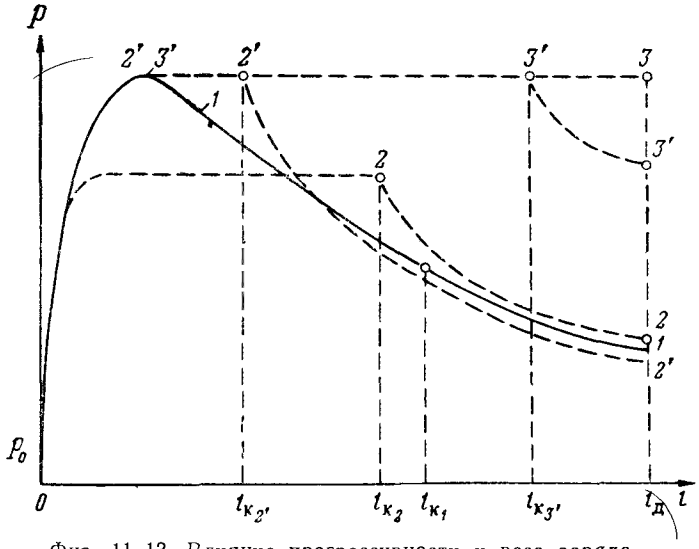
Как известно, гравиметрическая плотность заряжания трубчатых порохов $\Delta_{гр}\approx0{,}75$, порохов с 7 каналами — $\sim0{,}85$.

Приведенные в табл. 11.4 величины $\Delta=1{,}22$ для $\Lambda_д=6$ и $\Delta=1{,}72>\delta$ (?) для $\Lambda_д=10$ не могут быть осуществлены штатными порохами, поэтому и при $\Lambda_д=8\div10$ нельзя значительно увеличить начальную скорость снаряда.

3. Так как кривая v, l в дульной части повышается медленно, то вместо увеличения штатной скорости $v_д$ на 3—6% порох высокой прогрессивности позволит получить штатную скорость при значительно меньшей длине пути снаряда $l_д$ (на 15÷25%). Это может иметь большое значение в практике проектирования орудий.

4. Пороха высокой прогрессивности для использования их эффекта должны применяться при очень высоких плотностях заряжания, значительно бо́льших, чем допускают трубчатые пороха и даже пороха с 7 каналами.

5. При очень высоких плотностях заряжания (~1,2÷1,3) условия горения внутри узких каналов и на наружных поверхностях становятся близкими, величины коэффициентов ζ'' и ζ' сближаются. Горение таких порохов, приближаясь к геометрическому закону горения, может стать прогрессивным, что не наблюдалось при плотностях заряжания ~0,65÷0,75



Фиг 11 13 Влияние прогрессивности и веса заряда

6. Эффективность высокопрогрессивных порохов может увеличиться и при значительном повышении давления p_{max}, так как обычные трубчатые пороха позволяют повысить давление p_{max} при невысокой плотности заряжания только за счет уменьшения толщины пороха. В этом случае конец горения переносится ближе к началу движения, кривая p, l становится «острой» с малым коэффициентом $\eta_д = \frac{p_{ср}}{p_{max}}$ (фиг. 11. 13).

Кривые *1* для трубчатого пороха и *2* для идеально прогрессивного получены при одинаковой $\Delta = 0{,}70$ и одинаковой толщине порохов; выигрыша в скорости снаряда почти не получается.

Чтобы поднять давление для второго пороха, не меняя заряда, его надо взять более тонким; тогда получается кривая *2'-2'*; площадь ее и кривой *1-1* почти одинакова. Следовательно, при одинаковых ω и p_{max} прогрессивность пороха почти не дает выигрыша в скорости снаряда. Но если при сохранении того же давления p_{max} значительно увеличить ω и поднять Δ до 1,20÷1,30 с одновременным увеличением толщины пороха, то получим кривую *3'-3'*, которая дает значительно бо́льшую площадь $\int_0^{l_д} p\,dl$ и скорость $v_д$.

Приведенное выше сравнение порохов при разной прогрессивности было проведено при одинаковом наибольшем среднебаллистическом давлении. При испытании порохов с разной прогрессивностью обычно проводят стрельбы при одинаковом $p_{\max дн}$, регистрируя его вкладным крешерным прибором, показания которого считаются давлением у дна канала.

Начальная скорость снаряда определяется площадью кривой давления $s\int_0^{l_д} p_{сн}\,dl$, причем

$$p_{\max сн}=\frac{p_{\max дн}}{\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega}{\varphi_1 q}\right)}.$$

Это соотношение сохраняется и для текущих значений $p_{сн}$ и $p_{дн}$.

Порох высокой прогрессивности применяется при более высоких плотностях заряжания и более высоких значениях $\frac{\omega}{q}$. Поэтому при одинаковом давлении на дно канала $p_{\max дн}$ давление на дно снаряда $p_{\max сн}$ при порохе высокой прогрессивности понизится значительно больше, так как его $\frac{\omega''}{q}$ больше $\frac{\omega'}{q}$. Это следует из предыдущей формулы. Снижение кривой давления $p''_{сн}$, l по сравнению с кривой $p'_{сн}$, l дегрессивного пороха снизит и скорость снаряда, так что преимущество более прогрессивного пороха, которое получается по расчетам при одинаковом $p_{\max ср}$, при стрельбе скажется в гораздо меньшей степени.

В самом деле, при одинаковом значении $p_{\max дн}$ будем иметь

$$p_{\max дн}=p'_{\max сн}\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega'}{\varphi_1 q}\right)=p''_{\max сн}\left(1+\frac{1}{2}\frac{\omega''}{\varphi_1 q}\right).$$

Отсюда

$$p''_{\max сн}=p'_{\max сн}\frac{1+\frac{1}{2}\frac{\omega'}{\varphi_1 q}}{1+\frac{1}{2}\frac{\omega''}{\varphi_1 q}}=M_\omega p'_{\max сн}. \qquad (11.7)$$

Так как $\omega'<\omega''$, то

$$M_\omega=\frac{1+\frac{1}{2}\frac{\omega'}{\varphi_1 q}}{1+\frac{1}{2}\frac{\omega''}{\varphi_1 q}}<1,$$

$$p''_{\max сн}<p'_{\max сн}.$$

Известно, что $v_д = \sqrt{\frac{2s}{\varphi_1 m}\int_0^{l_д} p_{сн}\,dl}$. При одинаковых $p_{max\ ин}$, подбираемых обычно с помощью крешеров при стрельбе, величина $p''_{сн} < p'_{сн}$ или $p''_{сн} = M_\omega p'_{сн}$ (где $M_\omega < 1$), и в соотношение $v''_д/v'_д$, соответствующее разным площадям кривых $\int_0^{l_д} p_{сн}\,dl$, должна быть введена поправка $\sqrt{M_\omega} < 1$. Так, если по расчету $v''_д = (1+\alpha)\,v'_д$, то в действительности

$$v''_д = \sqrt{M_\omega}(1+\alpha)\,v'_д,$$

т. е. относительное увеличение скорости $(1+\alpha)$ при более прогрессивном порохе несколько уменьшится вследствие бо́льшего понижения давления $p''_{сн}$ при бо́льшем весе заряда ω''. Например, если $\omega'/\varphi_1 q = 0{,}50$ и $\omega''/\varphi_1 q = 0{,}80$ (увеличение ω составляет 60%), то

$$M_\omega = \frac{1{,}25}{1{,}40} = 0{,}895; \quad \sqrt{M_\omega} = 0{,}945.$$

Следовательно, начальная скорость снаряда при порохе высокой прогрессивности по сравнению с расчетной в нашем случае уменьшится на 5,5%. Чтобы при том же давлении p_{max} повысить v_0 на 5,5%, надо еще увеличить вес заряда на 22% и толщину пороха на 33%. Тем самым снижается влияние прогрессивности горения пороха.

Это обстоятельство надо учитывать при очень больших скоростях и больших относительных зарядах; чем больше ω'/q, чем больше $v'_д$, тем больше уменьшается $v''_д$ за счет бо́льшего относительного понижения давления на дно снаряда M_ω.

При $\frac{\omega'}{\varphi_1 q} = 1{,}0$ и $\frac{\omega''}{\varphi_1 q} = 1{,}60$ $M_\omega = 0{,}835$; $\sqrt{M_\omega} = 0{,}913$.

11.5. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛЕГКИХ ГАЗОВ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ОЧЕНЬ ВЫСОКИХ НАЧАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ

За последние годы в зарубежной литературе (США) появились работы, в которых описываются аппараты и установки для метания тел с очень высокими скоростями (от 3000 до 5000 *м/сек*) при использовании энергии легких газов — водорода H_2, гелия He. Эти установки иногда называют «сверхбаллистическими пушками», хотя они представляют собой лабораторные и достаточно громоздкие установки с очень низким коэффициентом полезного действия (около 1%) *.

* Из основных работ, в которых дано описание установок и теоретические обоснования получения сверхскоростей с помощью легких газов, укажем следующие: Crosier and Hume, High Velocity, Light—Gas Gan. Journal of applied physics, 1957, v. 28, VIII. M. S. Sodha and V. K. Jain, Applied scientific reasarch. v 7, sect A, 1958, No. 5.

В качестве рабочего тела, с помощью которого достигаются такие высокие скорости метаемых тел, применяются легкие газы — водород H_2 с молекулярным весом 2,016 и гелий — He ($\mu=4,0$).

Предложено две схемы установок, работающих на основе легких газов.

1. Аппарат имеет относительно очень большой объем каморы, так что объем канала ствола длиной 120 калибров составляет всего $^1/_{20}$ объема каморы W_0. Таким образом, число объемов расширения газов за время выстрела $\Lambda_д=\frac{W_д}{W_0}=\frac{1}{20}=0,05$, что почти в 100 раз меньше обычных величин $\Lambda_д$ (5—7) для стрелкового оружия.

Поэтому при выстреле к моменту вылета пули в канал ствола войдет только $\frac{W_д}{W_0+W_д}=\frac{1}{21}$ часть всего газа. Перед выстрелом в камору помещается заряд высококалорийного пороха, обеспечивающий плотность заряжания Δ около 0,125; затем в ствол вставляется пуля — алюминиевый шарик — со специальным обтюрирующим приспособлением, которое срезается и позволяет шарику начать движение («дает старт») при очень высоком давлении $p_0\approx 2500$ *кг/см*^{2}. В камору через специальный вентиль нагнетается водород до давления $p_{H2}=250$ *кг/см*^{2}; вес его составляет около 15% веса пороха. При сжигании пороха образовавшиеся газы нагревают водород и развивается давление порядка 2500—3000 *кг/см*^{2}; а температура смеси пороховых газов и водорода достигает $1700\div 2000^\circ$ K.

Так как $\Lambda_д$ очень мало (0,05), то за время движения давление газов при таком малом расширении понизится очень мало и среднее давление будет близко к наибольшему: $p_{ср}=0,96\,p_{max}$. Скорость пули можно рассчитать по известной формуле

$$\frac{\varphi m v_д^2}{2}=sl_д p_{ср},$$

откуда

$$v_д=\sqrt{\frac{2sl_д p_{ср}}{\varphi m}}.$$

Здесь

$$\varphi=1+\frac{1}{3}\frac{\omega_{дв}}{\omega}\frac{\omega}{q},$$

где $\omega_{дв}$ — вес движущейся части газов, вошедших в канал ствола к моменту вылета пули:

$$\frac{\omega_{дв}}{\omega}=\frac{\Lambda_д}{\Lambda_д+1}=\frac{1}{21}.$$

Чем объясняется получение очень высоких начальных скоростей пули при стрельбе смесью пороховых газов с водородом? Изве-

стно, что одним из основных свойств, выделяющих водород среди других газов, является его очень высокая энергетическая способность.

Внутренняя энергия газов выражается формулой

$$U = c_w T \quad \text{или} \quad EU = Ec_w T = \frac{R}{k-1} T.$$

Известно также, что газовая постоянная R и теплоемкость водорода во много раз больше, чем эти же параметры газов, образующихся при сгорании порохов. В самом деле, $R = \frac{848}{\mu}$, где μ — молекулярный вес; у водорода $\mu = 2{,}016$, у смеси пороховых газов $\mu = 30 \div 35$; отношение их — около $14 \div 16$. Так как $R = \frac{p_a w_1}{273}$, то и удельный объем водорода w_1 в 14—16 раз больше удельного объема смеси пороховых газов. Коволюм у водорода также в 10 раз больше, чем у пороховых газов, а это способствует более резкому повышению давления.

Теплоемкость водорода примерно в $14 \div 16$ раз больше, чем теплоемкость пороховых газов при одинаковой температуре. Это видно из приводимых ниже данных (по Лангену).

H_2	$c_p = 3{,}28 + 0{,}000526T$,	$c_w = 2{,}292 + 0{,}000526T$,
CO, N_2	$c_p = 0{,}236 + 0{,}0000378T$,	$c_w = 0{,}165 + 0{,}0000378T$,
CO_2	$c_p = 0{,}199 + 0{,}0000860T$,	$c_w = 0{,}154 + 0{,}0000860T$.

При $T = 300°$ К $c_p/c_w = 1{,}40$; при $T = 2600°$ К $c_p/c_w = 1{,}11 \ldots 1{,}26$.

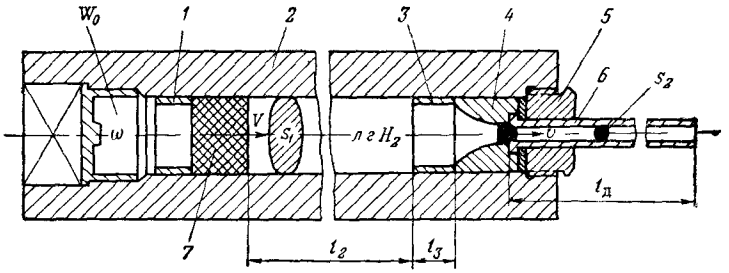
Следовательно, водород, имея такие высокие энергетические показатели, обладает значительно бо́льшей энергией даже при значительно меньшей температуре, чем обычные пороховые газы при их высокой температуре горения T_1. Именно поэтому смесь из 85% пороховых газов и 15% водорода при температуре 1700° К обладает гораздо большей внутренней энергией, чем 100% пороховых газов, сгорающих при 2700° К. Это и позволяет значительно повысить скорость пули при выстреле, учитывая, что вес пули необычно мал: $c_q = 2 \ldots 4$, при $\frac{\omega}{q} \approx 9{,}0$.

2. В отличие от первой установки, работающей на смеси порохового газа и нагреваемого им водорода, во второй установке Крозье и Хьюма пороховые газы отделены от водорода подвижным поршнем, двигающимся в цилиндрической части очень большой по объему каморы (фиг. 11.14).

Хорошо притертый поршень *7*, движение которого ограничивается амортизаторами *1* и *3*, перемещается в канале цилиндра *2*. Вначале часть объема каморы справа от подвижного поршня заполняется водородом до требуемого давления p_{H2}; после этого в части каморы

слева от поршня сжигается пороховой заряд ω и под действием пороховых газов поршень *7* движется вправо, сжимая легкий газ.

Водород справа от поршня адиабатически сжимается, и благодаря инерции поршня давление справа от него получается много выше, чем давление в основной каморе, где сжигался порох. Чистый водород под очень высоким давлением и нагретый сжатием до высокой температуры непосредственно действует на пулю, срезает ее обтюрацию и сообщает пуле при вылете очень высокую скорость порядка 3300—3750 *м/сек.*



Фиг. 11.14. Схема установки для стрельбы легкими газами.
1, 3—амортизаторы, *2*—цилиндр, *4*—сопло, *5*—кольцо, *6*—ствол, *7*—поршень.

Как отмечают Крозье и Хьюм, эрозия стенок ствола и входного в ствол сходящегося сопла под влиянием газов была незначительна (несмотря на очень большой относительный вес газов), и это можно объяснить сравнительно низкими температурами, до которых нагревался водород (1100° K), в то время как температура пороховых газов достигала 2500÷3000° K.

Когда скорость полета была больше 3000 *м/сек*, наблюдалось свечение пули; оно было более интенсивным при цилиндрических пулях, испытывающих бо́льшее сопротивление воздуха.

Ниже приводятся данные характеристик основных величин, полученные при применении второй установки с водородом (табл. 11.5).

Таблица 11.5

Характеристика основных величин

№ опыта	Газ	*мм* / *d*	*q* *г*	$c_q = \frac{q}{d^3}$	$l_д$ *мм*	$p_{0_{H_2}}$	*t*° C газа	p_1 в камере с порохом	p_2 легкого газа	$\frac{p_{2max}}{p_{1max}}$	$v_д$ *м/сек*
48	H_2	9,88	3,87	4,00	1372	80	5	957	6380	6,67	3650
60	H_2	9,88	3,87	4,00	1390	80	17	1100	7710	7,05	3760

Давление p_{02}, при котором начинается движение снаряда, колеблется в широких пределах от выстрела к выстрелу, особенно для сферических снарядов. Следы смазки в стволе увеличивают сопротивление движению снаряда и эрозию; поэтому перед выстрелом ствол должен быть сухим.

Испытание первой модели орудия с использованием легких газов показало, что столб легких газов может сообщить снаряду значительно бо́льшую скорость при вылете, чем такой же столб пороховых газов. Скорости пули, полученные при опытах, могут быть значительно увеличены, если применить более легкий снаряд с меньшими c_q и увеличить теплосодержание легкого газа путем увеличения степени предварительного сжатия легкого газа или повышением начальной температуры.

Решение задачи внутренней баллистики орудия высоких скоростей с помощью легких газов

(для второй схемы, где водород сжимается поршнем, двигающимся под действием пороховых газов)

Решение приведено в статье M. S. Sodha и V. K. Jain *.

Ввиду большого количества величин, входящих в уравнения, ниже приводятся принятые обозначения:

s_1 — площадь поперечного сечения поршня (каморы);

s_2 — площадь поперечного сечения ствола (снаряда);

$Q_п$ — вес поршня;

q — вес снаряда;

x — путь поршня от начального положения;

l — путь снаряда от его начального положения;

$V = \frac{dx}{dt}$ — скорость поршня;

$v = \frac{dl}{dt}$ — скорость пули;

$s_1 l_1$ — объем за поршнем;

l_2 — полный путь поршня между двумя амортизаторами;

p_1 — давление пороховых газов слева от поршня;

p_2 — давление справа от поршня в легком газе;

T_1 — температура слева от поршня;

T_2 — температура справа от поршня;

T_0 — температура горения пороха;

$\sigma = \frac{s_2}{s_1}$ — отношение площадей сечений поршня и ствола;

p_i и T_i — начальные давление и температура легкого газа, принимаемого невесомым (i—initial);

---

* См. сноску на стр. 656.

n_1 — число молей пороховых газов в единице массы газа $\left(n_1 = \frac{1}{\mu}\right)$;

$f = n_1 RT_0$ — постоянная сила пороха;

n_2 — число молей легкого газа;

$k_1 = \frac{c_p}{c_w}$ — для пороховых газов;

k_2 — то же для легких газов;

p_0 — давление старта снаряда (давление форсирования);

$2e_1$ — толщина пороха;

ψ — сгоревшая часть пороха: $\psi = \varkappa z - (\varkappa - 1) z^2$;

ω — вес заряда;

ν — показатель степени в законе скорости горения $u = Ap^\nu$;

$\frac{S}{S_1} = (1 - \psi)^\beta$ — функция формы.

Решение задачи внутренней баллистики

Исходные допущения.

1. Поршень начинает двигаться, когда $p_1 > p_i$.
2. Снаряд начинает двигаться, когда $p_2 > p_0$.
3. Порох сгорает к моменту вылета пули из канала ствола ($\psi = 1$, $l = l_д$).
4. Установка устроена так, что скорость поршня равна нулю в начале и в конце движения при ударе поршня об амортизатор.

Это выражается двумя условиями: при $x = 0$ $V = 0$, при $x = l_2$ $V = 0$ и $\psi = 1$.

Горение пороха выражается зависимостями

$$\psi = \varkappa z - (\varkappa - 1) z^2 \tag{11.8}$$

и

$$-e_1 \frac{dz}{dt} = \frac{de}{dt} = Ap_1^\nu. \tag{11.9}$$

Рассматривается общий случай, когда поршень $Q_п$, заряд $\omega\psi$ и снаряд q находятся в движении.

Уравнение движения поршня и газа

$$\frac{Q_п + \omega\psi}{g} \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{Q_п + \omega\psi}{g} V \frac{dV}{dx} = s_1 (p_1 - p_2). \tag{11.10}$$

Уравнение движения пули

$$\frac{q}{g} \frac{d^2l}{dt^2} = s_2 p_2. \tag{11.11}$$

Уравнение адиабаты для легких газов

$$p_i (s_1 l_2 + s_1 l_3)^{k_2} = p_2 (s_1 l_2 + s_1 l_3 + s_2 l - s_1 x)^{k_2}. \tag{11.12}$$

Пренебрегая потерей на теплоотдачу и сопротивлениями в канале ствола, уравнение энергии газов получим в виде

$$\frac{n_1\omega\psi}{k_1-1}R(T_0-T_1)=\frac{1}{2}\frac{Q_п+\omega\psi}{g}V^2+\frac{1}{2}\frac{q}{g}v^2+\frac{n_2R}{k_2-1}(T_2-T_1). \quad (11.13)$$

Для упрощения решения величина $\omega\psi$ в члене $Q_п+\omega\psi$ заменяется величиной $\frac{\omega}{3}$, коволюм $\alpha=\frac{1}{\delta}$.

Следовательно, уравнения (11.10) и (11.13) могут быть написаны так:

$$\frac{Q_п+\frac{\omega}{3}}{g}\frac{d^2x}{dt^2}=\frac{Q_п+\frac{\omega}{3}}{g}V\frac{dV}{dx}=s_1(p_1-p_2), \quad (11.10')$$

$$\frac{f\omega\psi}{k_1-1}=\frac{p_1s_1(x+l_1)}{k_1-1}+\frac{p_1s_1(l_2+l_3)}{k_2-1}\left[\frac{(l_2+l_3)^{k_2-1}}{\left(l_2+l_3+\frac{s_2}{s_1}l-x\right)^{k_2-1}}-1\right]+$$

$$+\frac{1}{2}\frac{Q_п+\frac{\omega}{3}}{g}V^2+\frac{1}{2}\frac{q}{g}v^2. \quad (11.13')$$

Уравнение (11.12) можно сокращенно написать так:

$$p_1(l_2+l_3)^{k_2}=p_2\left(l_2+l_3+\frac{s_2}{s_1}l-x\right)^{k_2}. \quad (11.12')$$

Дальнейшее упрощение может быть получено, если применить порох трубчатой формы ($\varkappa=1$). Для трубчатого пороха выражения (11.8) и (11.9) примут вид

$$\psi=z \quad (11.8')$$

$$-e_1\frac{dz}{dt}=e_1V\frac{dz}{dx}=Ap_1^{\nu}. \quad (11.9')$$

Перед началом движения поршня. Полагая в уравнении (11.13') $x=0$, $l=0$, $v=0$, $V=0$, получим

$$f\omega\psi=p_1s_1l_1.$$

Поршень начинает двигаться («стартует»), когда $p_1=p_1$ и

$$\psi=\psi_1=\frac{p_1s_1l_1}{f\omega}. \quad (11.14)$$

После старта поршня и перед стартом снаряда *. Пока снаряд находится в покое ($l=0$, $v=0$), уравнения

* В переводе сохранены выражения «старт поршня» и «старт снаряда», так как слово «старт» коротко и точно выражает сущность явления — начало движения.

(11.12′) и (11.13′) можно записать так:

$$p_1(l_2+l_3)^{k_2}=p_2(l_2+l_3-x)^{k_2} \qquad (11.12'')$$

и

$$\frac{f\omega b}{k_1-1}=\frac{p_1 s_1(l_1+x)}{k_1-1}+\frac{1}{2}\,\frac{Q_{\text{п}}+\frac{\omega}{3}}{g}\,V^2+$$
$$+\frac{p_i s_1(l_2+l_3)}{k_2-1}\left\{\left[\frac{l_2+l_3}{l_2+l_3-x}\right]^{k_2-1}-1\right\}. \qquad (11.13'')$$

Из выражений (11.10′) и (11.12″) имеем

$$p_1=\frac{Q_{\text{п}}+\frac{\omega}{3}}{s_1 g}\,V\frac{dV}{dx}+p_i\left(\frac{l_2+l_3}{l_2+l_3-x}\right)^{k_2}. \qquad (11.15)$$

Дифференцируя (11.13″) и используя (11.15) и (11.8), получаем

$$\frac{f\omega A}{l_1 V(k_1-1)}\left[\frac{Q_{\text{п}}+\frac{\omega}{3}}{s_1 g}\,V\frac{dV}{dx}+p_i\left(\frac{l_2+l_3}{l_2+l_3-x}\right)^{k_2}\right]=$$
$$=\frac{Q_{\text{п}}+\frac{\omega}{3}}{g}\,V\frac{dV}{dx}+s_1 p_i\left(\frac{l_2+l_3}{l_2+l_3-x}\right)^{k_2}+$$
$$+\frac{s_1}{k_1-1}\left[\frac{Q_{\text{п}}+\frac{\omega}{3}}{s_1 g}\,V\frac{dV}{dx}+p_i\left(\frac{l_2+l_3}{l_2+l_3-x}\right)^{k_2}\right]+$$
$$+\frac{s_1(x+l_1)}{k_1-1}\left\{\frac{Q_{\text{п}}+\frac{\omega}{3}}{s_1 g}\left[\left(\frac{dV}{dx}\right)^2+V\frac{d^2V}{dx^2}\right]+\frac{p_i k_2(l_2+l_3)^{k_2}}{(l_2+l_3+x)^{k_2}}\right\}. \qquad (11.16)$$

Уравнение (11.16) может быть проинтегрировано численно.

Граничные условия получаются, когда $x=0$, $V=0$, $p=p_i$, $\psi=\varphi_i$. Значение x_1, при котором стартует снаряд, может быть получено при подстановке $p_2=p_0$ в (11.12″) и дается выражением

$$x_1=(l_2+l_3)\left[1-\left(\frac{p_i}{p_0}\right)^{\frac{1}{k_2}}\right]. \qquad (11.17)$$

Решая уравнения (11.16) и (11.17), можно определить все граничные условия, когда стартует снаряд.

После старта снаряда. Из (11.11) и (11.12) получаем

$$x = l_2 + l_3 + \frac{s_2}{s_1} l - L,$$

где

$$L = l_2 + l_3 + \frac{s_2}{s_1} l - x = (l_2 + l_3)\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{k_2}} =$$

$$= (l_2 + l_3)\left[\frac{p_1 s_2 g}{q}\left(\frac{d^2 l}{dt^2}\right)^{-1}\right]^{\frac{1}{k_2}}. \qquad (11.18)$$

Далее

$$\frac{dx}{dt} = \frac{s_2}{s_1}\frac{dl}{dt} - \frac{dL}{dt}, \qquad (11.19)$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{s_2}{s_1}\frac{d^2l}{dt^2} - \frac{d^2L}{dt^2}. \qquad (11.20)$$

Из формул (11.10′), (11.20) и (11.11) получаем

$$p_1 = \frac{Q_п + \frac{\omega}{3}}{s_1 g}\left(\frac{s_2}{s_1}\frac{d^2l}{dt^2} - \frac{d^2L}{dt^2}\right) + \frac{q}{s_2 g}\frac{d^2l}{dt^2}. \qquad (11.21)$$

Подставляя выражение для x из уравнения (11.18) в уравнение (11.13′), затем дифференцируя по t и используя (11.8), (11.19), (11.20) и (11.21), получим

$$\frac{f\omega A}{e_1(k_1 - 1)}\left[\frac{Q_п + \frac{\omega}{3}}{s_1 g}\left(\frac{s_2}{s_1}\frac{d^2l}{dt^2} - \frac{d^2L}{dt^2}\right) + \frac{q}{s_2 g}\frac{d^2l}{dt^2}\right]^{\nu} =$$

$$= \frac{q}{g}\frac{dl}{dt}\frac{d^2l}{dt^2} + \frac{s_1\left(l_1 + l_2 + l_3 + \frac{s_2}{s_1} l - L\right)}{k_1 - 1} \times$$

$$\times\left[\frac{Q_п + \frac{\omega}{3}}{s_1 g}\left(\frac{s_2}{s_1}\frac{d^3l}{dt^3} - \frac{d^3L}{dt^3}\right) + \frac{q}{s_2 g}\frac{d^3l}{dt^3}\right] +$$

$$+ \frac{s_1}{k_1 - 1}\left[\frac{Q_п + \frac{\omega}{3}}{s_1 g}\left(\frac{s_2}{s_1}\frac{d^2l}{dt^2} - \frac{d^2L}{dt^2}\right) + \frac{q}{s_2 g}\frac{d^2l}{dt^2}\right]\left(\frac{s_2}{s_1}\frac{dl}{dt} - \frac{dL}{dt}\right) +$$

$$+ \frac{\left(Q_п + \frac{\omega}{3}\right)}{g}\left(\frac{s_2}{s_1}\frac{dl}{dt} - \frac{dL}{dt}\right)\left(\frac{s_2}{s_1}\frac{d^2l}{dt^2} - \frac{d^2L}{dt^2}\right) - s_1 p_1 \frac{(l_2 + l_3)^{k_2}}{L^{k_2}}\frac{dL}{dt}. \qquad (11.22)$$

Уравнение (11.22) — дифференциальное уравнение между l и t, когда L дается в функции l и t уравнением (11.18). Оно может быть решено численно, если начальные граничные условия уже известны. Зная l как функцию t, удобно вычислять L, p_1, p_2 x, v, V и ψ как функции t, используя соответствующие уравнения.

Глава XII

СТВОЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ С ИСТЕЧЕНИЕМ ГАЗОВ ВО ВРЕМЯ ГОРЕНИЯ ПОРОХА

В зависимости от устройства и конструкции системы газы могут вытекать или из каморы постоянного объема с соплом или из канала ствола орудия; истечение газов может происходить через малые или большие отверстия разной формы (одно или несколько круглых отверстий, прямые или под углом к оси системы, узкая кольцевая щель).

В зависимости от формы отверстия будут разными по величине и коэффициенты истечения газов, характеризующие сжатие струи.

В качестве примеров приведем следующие:

1) истечение происходит из постоянного объема каморы с соплом газодинамического орудия;

2) истечение происходит из каморы безоткатного орудия в сторону, противоположную движению снаряда, при одновременном увеличении объема канала за счет движения снаряда по каналу ствола;

3) истечение происходит из канала ствола миномета через узкий кольцевой зазор между миной и гладким каналом ствола в сторону движения мины; при этом часть газов обгоняет мину и прорывается вперед.

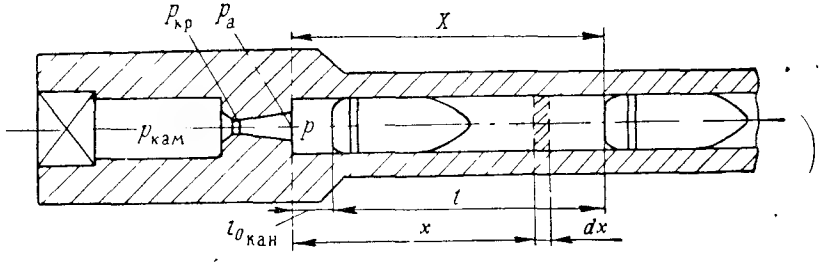
Наиболее сложным является процесс выстрела во втором случае. Для всех этих случаев при высоких давлениях закон скорости горения выражается зависимостью $u=u_1 p$.

12.1. ПОНЯТИЕ ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ОРУДИЯ

Все зависимости, выведенные в третьей главе для горения пороха в бомбе с отверстием при высоких давлениях, справедливы и для отдельной каморы сгорания в газодинамическом орудии. Основы теории такого орудия и ряд его конструкций были разработаны В. М. Трофимовым в 1923—1925 гг.

Схема такого орудия изображена на фиг. 12.1. Пороховые газы из отдельной каморы сгорания вытекают через сопло в канал ствола; снаряд находится на некотором расстоянии $l_{0\,\text{кан}}$ от переднего

среза сопла (своего рода «форкамора»). Наибольшее давление в каморе сгорания достигает 2000 –2500 *кг/см*^{2}; наличие сопла между каморой и дном снаряда позволяет регулировать постепенный приток газов в канал ствола и там получать небольшое почти постоянное давление. Это в свою очередь позволяет применять более тонкостенные снаряды, увеличивать коэффициент наполнения их взрывчатым веществом и значительно уменьшать толщину стенок канала ствола, что снижает и вес ствола.



Фиг. 12.1. Схема газодинамического орудия.

Процесс горения пороха и закон изменения давления пороховых газов как в бомбе с соплом, рассмотренный в гл. III, так и в каморе газодинамического орудия при одних и тех же условиях заряжания (W_0, F_{min}, ω, Δ, $l_к$) будут по существу одинаковыми. Но при опытах в бомбе с соплом газы через сопло вытекают в пространство с постоянным атмосферным давлением; при сгорании заряда в каморе газодинамического орудия газы через сопло вытекают в замкнутый объем, который по мере движения снаряда постоянно увеличивается. В таком заснарядном объеме создается давление газов, близкое к постоянному. Это давление будет являться противодавлением по отношению к давлению внутри каморы. Обычно во время горения порохового заряда давление в канале ствола в несколько раз меньше, чем в каморе, так что оно не может влиять на горение пороха и на надкритический характер истечения газов. После сгорания заряда давление в каморе продолжает только падать, но может наступить момент, когда оно станет даже равным давлению в канале. Перед этим моментом режим истечения уже будет подкритическим, и характер истечения будет зависеть от противодавления.

В основу решения задачи внутренней баллистики для газодинамического орудия В. М. Трофимовым были положены следующие допущения:

1. Процессы в канале ствола не влияют на горение пороха в каморе и на течение газа в сопле ($p_{кан} \ll p_{кам}$).
2. Горение пороха следует геометрическому закону горения.
3. Порох имеет постоянную поверхность горения.
4. Закон скорости горения дается формулой $u = u_1 p$.

5. Наибольшее давление в каморе получается в конце горения $p_{max}=p_к$.

6. Для первого периода выстрела процесс в каморе принимается изотермическим, процесс истечения через сопло — адиабатическим. Но температура газов в каморе $T_{кам}$ меньше температуры горения T_1.

Позднейшие исследования показали, что $T_{кам\ ср}/T_1=\tau_{кам\ ср}$ близко к 0,90.

7. Давление на дно снаряда есть результат воздействия ударных волн, образующихся в струе газа при выходе ее из сопла и распространяющихся в канале ствола со скоростью звука в спокойном газе.

Позже (в 1950 г.) были приняты дополнительные допущения:

1. Состав продуктов горения не меняется; c_p и c_w — средние и постоянные во время горения пороха.

2. Теплоотдача явно не учитывается, но это можно сделать по общей методике, уменьшив силу пороха f или увеличив показатель $\theta=k-1$.

3. Газ в каморе неподвижен; следовательно, давление p, температура газов T, удельный объем w и плотность газов ρ одинаковы в данный момент по всему объему каморы.

Отсюда следует общая зависимость

$$p(w-\alpha)=RT_{кам}.$$

4. Движение газов в сопле — установившееся и одноразмерное, так что для каждого сечения на расстоянии x от входного сечения справедливо равенство

$$p_x w_x=RT_x.$$

Приведенные выше допущения для вывода теоретических зависимостей и сами зависимости удовлетворительно отражают процессы, протекающие при горении пороха в каморе с соплом.

Максимальное давление в каморе получается в конце горения не только для пороха с постоянной поверхностью горения, но и для слабо дегрессивного пороха (лента); для пороха с семью каналами p_{max} получается в момент распада ψ_s, когда σ_s имеет наибольшее значение $\sim 1{,}37$.

Температура газов в каморе в начале горения быстро падает до $T_{кам\ ср}=0{,}92T_1$ и потом остается до конца горения пороха или до распада практически постоянной.

Для газодинамического орудия применяемые теоретические зависимости годны, когда давление в канале $p_{кан}$ меньше критического давления $p_{кр}$ по отношению к давлению в каморе.

В явлении выстрела из газодинамического орудия наблюдаются несколько иное деление на периоды, чем в обычном орудии.

1. Предварительный период до врезания пояска снаряда в нарезы (обычный).

2. Первый период — до конца горения пороха и истечения части газов в канал ствола; давление газов в каморе значительно превышает давление газов в канале, которое постепенно растет.

3. Первая фаза второго периода — от конца горения пороха до момента выравнивания давлений в каморе и в канале; при этом давление на дно снаряда $p_{сн}$ оказывается больше среднего давления в канале под действием удара струи газов в дно снаряда (обратно тому, что наблюдалось в обычном орудии).

4. Вторая фаза второго периода — период адиабатического расширения газов до вылета снаряда из канала ствола.

5. Период последействия газов (в обычном понимании).

Некоторые зависимости для баллистических элементов

Сила, действующая в канале газодинамического орудия на дно снаряда, имеющего скорость v (по В. М. Трофимову).

$$\Pi = s\,\rho_{кан}\,a_0\,(U_a - v), \tag{12.1}$$

где U_a — скорость газов, вытекающих из сопла;

a_0 — скорость звука в вытекающем газе $(a_0 = \sqrt{gkf})$;

$\rho_{кан}$ — массовая плотность газов в канале:

$$\rho_{кан} = \frac{\omega\eta}{gs\,(l_{0кан} + l)};$$

$\omega\eta$ — вес газов, вытекших из каморы в канал ствола.

Отсюда

$$\Pi = \frac{\omega}{g}\,\eta_к\,\frac{a_0\,(U_a - v)}{(l_{0кан} + l)}\,\frac{p_{кам} - p_в}{p_{кам\ max} - p_в}, \tag{12.2}$$

где

$$\eta = \eta_к\,\frac{p_{кам} - p_в}{p_{кам\ max} - p_в} = \eta_к\,\frac{I}{I_к}.$$

После некоторых преобразований В. М. Трофимов дает окончательное выражение для силы Π:

$$\Pi = \frac{\omega}{l_{0кан} + l}\,\frac{a_0^2}{g}\,\Phi(t), \tag{12.3}$$

где $\Phi(t) = \eta_к\,\dfrac{p_{кам} - p_в}{p_{кам\ max} - p_в}\left(1 + \dfrac{\alpha p_{кам}}{f\sqrt{e}}\right)$ — для периода горения пороха;

$\Phi(t) = \left[1 - (1 - \eta_к)\,\dfrac{p_{кам}}{p_{кам\ max}}\right]\left(1 + \dfrac{\alpha p_{кам}}{f\sqrt{e}}\right)$ — после сгорания пороха.

Уравнение движения снаряда

$$\frac{q}{g}\,\frac{dv}{dt} = \Pi.$$

Формула для давления газов в канале ствола

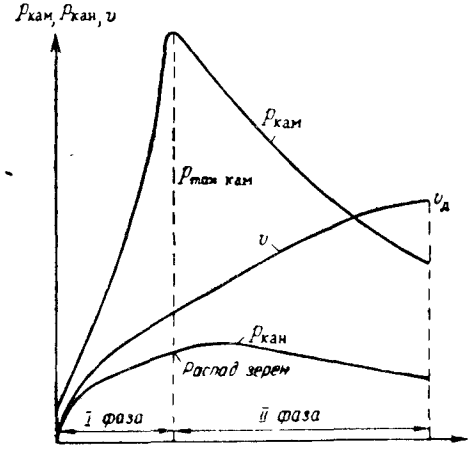
$$p_{\text{кан}} = \frac{f\omega\eta_k\tau}{s\,(l_{0\text{кан}} + l)} \cdot \frac{p_{\text{кам}} - p_{\text{в}}}{p_{\text{кам max}} - p_{\text{в}}}. \qquad (12.4)$$

Распределение давления газов вдоль по каналу ствола дается зависимостью

$$p_{\text{кан}\,x} = p_{\text{сн}}\left\{1 + \frac{1}{2}\frac{\omega}{\varphi_1 q}\eta\left(1 - \frac{x^2}{X^2}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2}\frac{\omega}{g}\frac{\eta}{s}\left(1 - \frac{x^2}{X^2}\right)\left[\frac{U_a}{X}(U_a - v) - \frac{dU_a}{dt}\right]\right\}. \qquad (12.5)$$

Давление $p_{\text{сн}}$ больше, чем $p_{\text{ср}}$ в канале.



Фиг. 12.2. Кривые p, l и v, l в канале газодинамического орудия.

На фиг. 12.2 изображены кривые давления в каморе $p_{\text{кам}}$, давления в канале $p_{\text{кан}}$ и скорости снаряда v в функции пути снаряда. График показывает, что давление в канале ствола нарастает медленно и после достижения наибольшего давления также убывает очень медленно; кривая $p_{\text{кан}}$, l близка к кривой постоянного давления; поэтому и кривая скорости снаряда v, l на значительном участке пути близка к прямой (при действии почти постоянного давления приращение скорости также постоянно). Кривая давления в каморе в соответствующие моменты меняется в гораздо бо́льших пределах.

12.2. ОСОБЕННОСТИ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ БЕЗОТКАТНЫХ ОРУДИЙ (БО)

Безоткатность или полная уравновешенность ствола орудия достигается за счет действия силы реакции части пороховых газов, вытекающих из каморы через сопло в дне гильзы или затвора в сторону, противоположную движению снаряда. Тем самым снимается нагрузка на лафет, существующая при откате, и он становится только направляющим станком, поддерживающим ствол. Это резко снижает вес системы в целом, что дает значительное повышение коэффициента использования металла $\eta_б = E_д/Q_б = mv_д^2/2Q_б$ 130÷150 вместо обычных 70÷130.

Но это преимущество достигается за счет значительного увеличения веса заряда и объема каморы при заданных начальной скорости снаряда $v_д$ и наибольшем давлении пороховых газов p_{max}. В самом деле, помимо того количества газов, которое необходимо для получения в данном стволе заданной баллистики (активная часть заряда), требуется определенный вес заряда для образования газов, движущихся в обратную сторону через сопло и создающих силу реакции для уравновешивания ствола (пассивная часть заряда).

Обычно при заданных $v_д$ и p_{max} вес заряда и объем каморы безоткатного орудия в 2—3 раза больше, чем вес заряда и объем каморы обычного орудия. Поэтому безоткатные орудия применяются для получения сравнительно невысоких скоростей снаряда ($v_д = 350 \div 500$ *м/сек*).

За счет увеличения общего веса заряда коэффициент использования заряда $\eta_ω = \varepsilon_д/\omega = mv_д^2/2\omega$ у безоткатных орудий значительно меньше, чем у обычных орудий: $\eta_ω = 20—50$ *т·м/кг* вместо 120—140.

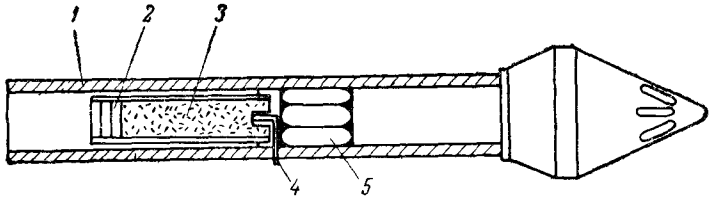
Чтобы процесс в условиях истечения через относительно большое сечение сопла ($F_{кр} : s \approx 0{,}6$) протекал достаточно интенсивно, поверхность порохового заряда должна быть очень велика, а для этого должна быть мала толщина свода пороха, так как известно, что $S_1/\Lambda_1 = \varkappa/e_1$.

Поэтому конец горения получается рано и кривая p, l — «острая»; $\eta_д = 0{,}15 \div 0{,}45$ вместо $0{,}40 \div 0{,}70$ для обычных орудий. Безоткатное орудие имеет существенный тактический недостаток — при выстреле оно демаскируется, так как газы, вытекающие из сопла под углом к поверхности земли, поднимают большой клуб пыли, обнаруживающий место нахождения орудия. Эти же газы, образуя ударную волну, повышают давление вокруг орудия, и орудийный расчет должен находиться или сбоку от орудия или на достаточно большом удалении от него.

Благодаря относительно легкому весу безоткатные орудия применяются и как орудия непосредственной поддержки пехоты. Эти орудия широко применялись в армии США во время войны в Корее. По имеющимся сведениям, в США и Англии имеются 120-*мм* противотанковые безоткатные орудия.

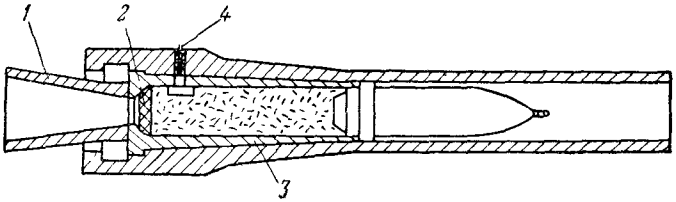
Типы безоткатных орудий

Орудие типа открытой цилиндрической трубы (фиг. 12.3). Такое безоткатное орудие на легкой треноге калибром 70 *мм* было разработано и испытано еще в 1916 г. инж. Д. Рябушинским. При этом вес трубы составлял всего 7 *кг*, а вес снаряда — 3 *кг*, вес заряда дымного пороха 0,300—0,400 *кг*; $v_д = 60$ *м/сек*; при стрельбе была получена дальность 320 *м*.



Фиг. 12.3. Схема открытой трубы.
1—ствол, *2*—поддон, *3*—заряд, *4*—запал, *5*—стабилизатор.

По этому же типу с надкалиберным снарядом было применено в германской армии в конце второй мировой войны противотанковое ружье Faust-patrone; позже в США — «базука». Во многих странах такую конструкцию имеют гранатометы с кумулятивными снарядами.

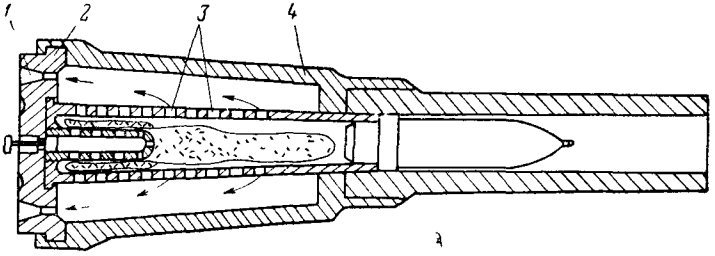


Фиг. 12.4. Схема с центральным соплом и поддоном.
1—сопло, *2*—поддон, *3*—гильза, *4*—запал.

Безоткатное орудие с осевым отводом газов имеет отверстие в дне гильзы и прямоточное расширяющееся сопло (фиг. 12.4). Воспламенение производится сбоку через специальный канал. Чтобы поднять начальное давление для обеспечения закономерного горения заряда, сопло в дне гильзы закрывается поддоном (деревянным или пластмассовым), который

вышибается при давлении, близком к давлению форсирования снаряда p_0.

Недостаток такой конструкции в том, что через большое отверстие сопла устремляющиеся в него газы уносят некоторое количество не сгоревших еще зерен порохового заряда, и это вносит разнообразие в результаты стрельбы.

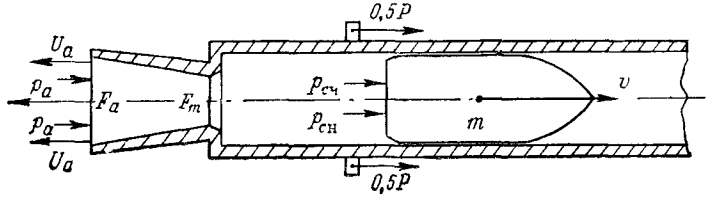


Фиг. 12.5. Схема с перфорированной гильзой.
1—сопло, *2*—затвор, *3*—перфорация, *4*—камора.

Безоткатное орудие с перфорированной гильзой (фиг. 12.5), боковая поверхность которой имеет большое число небольших отверстий, затрудняющих выброс пороха. После истечения газов сначала в стороны в наружную камору они вытекают затем назад через несколько сопел в дне каморы. Воспламенение — обычного типа. Такой тип безоткатных орудий применялся в армии США во время войны в Корее.

Условие уравновешенности системы

Пусть безоткатное орудие закреплено в цапфах станка; силу реакции в опорах цапф обозначим через P (в каждой опоре $\frac{P}{2}$) (фиг. 12.6).



Фиг. 12.6. Схема сил, действующих в безоткатном орудии

Рассмотрим момент, когда снаряд массы m имеет скорость v; газы, вытекая под давлением в каморе p через критическое сечение сопла $F_{кр}$, расширяются и, проходя через наружный срез соп

ла F_a, имеют давление p_a, которое обычно значительно больше атмосферного (p_a порядка 5—7 *кг/см*^{2}); скорость истечения газов в выходном сечении U_a.

Применим теорему механики: количество движения частей системы, находящейся под действием внутренних сил, равно сумме импульсов внешних сил.

1. Количество движения под действием внутренних сил: снаряд $+m\,dv$; газы, вытекающие через сопло $-\frac{G_{сек}}{g}\,dtU_a$.

2. Внешние силы:

импульс реакции опоры $\pm P dt$;

импульс силы давления газов в наружном сечении сопла $p_aF_a\,dt$. Получим

$$m\,dv-\frac{G_{сек}}{g}\,dt\,U_a=p_aF_a\,dt\pm P\,dt. \tag{12.6}$$

Но $\frac{G_{сек}}{g}U_a+F_ap_a=R$ — сила реакции газов на ствол;

$$R=\zeta F_{кр}p,$$

где $\zeta=f\left(\frac{d_a}{d_{кр}}\right)=f_1\left(\frac{F_a}{F_{кр}}\right)$ — дается таблицей в гл. II (см. стр. 100).

Для учета потерь вводится коэффициент $\chi<1$:

$$\chi=\varphi_2\varphi',$$

где $\varphi_2=0{,}95$ — коэффициент расхода газов;

$\varphi'\approx 0{,}90$ — коэффициент скорости;

$\chi\approx 0{,}85$.

Тогда

$$R=\chi\zeta F_{кр}p. \tag{12.7}$$

Из уравнения движения снаряда

$$\varphi m\frac{dv}{dt}=sp$$

имеем

$$m\,dv=\frac{s}{\varphi}\,p\,dt. \tag{12.8}$$

Вставляя выражения (12.7) и (12.8) в (12.6) и сокращая на dt, получаем

$$\frac{s}{\varphi}\,p=\chi\zeta F_{кр}p\pm P. \tag{12.9}$$

Для уравновешенного орудия P должно быть равно нулю. Тогда условие уравновешенности напишется так (после сокращения p):

$$\frac{s}{\varphi}=\zeta\chi F_{кр},$$

откуда находим отношение $\frac{F_{кр}}{s}$ — критического сечения сопла к сечению канала орудия, чтобы получить безоткатный ствол:

$$\frac{F_{кр}}{s} = \frac{1}{\varphi\zeta}. \qquad (12.10)$$

Так как $\zeta = 1{,}6 - 1{,}7$ зависит от отношения $\frac{F_a}{F_{кр}}$, то $\frac{F_{кр}}{s}$ зависит от $\frac{F_a}{F_{кр}}$, φ и χ (коэффициента потерь).

При расчете коэффициента φ для безоткатных орудий по формуле $\varphi = \varphi_1 + \frac{1}{3}\frac{\omega_{дв}}{q}$ надо учитывать только ту часть веса газопороховой смеси $\omega_{дв}$, которая приводит в движение снаряд. Чтобы ее найти, следует предварительно вычислить, какая часть газов и заряда вытекает через сопло в обратную сторону.

К концу первого периода, т. е. к концу горения пороха, эта часть определяется по известной формуле:

$$\eta_к = \frac{\varphi_2 F_{кр} K_0 I_к}{\omega \sqrt{f \tau_{ср}}},$$

причем $\tau_{ср}$ определяется по формуле П. Н. Шкворникова:

$$\tau_{ср} = \frac{1}{1 + \theta\eta_к},$$

где $\tau_{ср}$ в величине $\eta_к$ можно принять равным 0,9; обычно для безоткатных орудий $\eta_к = 0{,}5 \div 0{,}6$.

После сгорания пороха истечение газов продолжается. Так как давление в безоткатных орудиях во втором периоде быстро падает и скорость снаряда в дульном срезе $v_д$ только немного превышает $v_к$, то можно считать в первом приближении, что к моменту вылета снаряда часть газов, вытекающая через сопло из камеры, будет

$$\eta_д = \eta_к \frac{v_д}{v_к};$$

при $v_д/v_к \approx 1{,}05 \div 1{,}10$ $\quad \eta_д \approx 0{,}65 \approx \frac{2}{3}$.

В таком случае за снарядом будет двигаться часть заряда $1 - \eta_д$ и для коэффициента φ получим выражение

$$\varphi = \varphi_1 + \frac{1}{3}\frac{\omega}{q}(1 - \eta_{д\,ср}).$$

В специальных трудах можно найти более подробный учет второстепенных работ в безоткатных орудиях.

В соответствии с этим выражением по аналогии с выражением для обычного орудия можно написать соотношения для $p_{дн}$, p и $p_{сн}$:

$$p_{тн} = p_{сн}\left[1 + \frac{1}{2}\frac{\omega}{\varphi_1 q}(1-\eta_1)\right],$$

$$p_{ср} = p_{сн}\left[1 + \frac{1}{3}\frac{\omega}{\varphi_1 q}(1-\eta_1)\right],$$

где $\eta_1 = \frac{Y}{\omega} = \frac{\int_0^t G_{расх}\,dt}{\omega}$ — относительный расход газов через сопло.

Таким образом, условие безоткатности дает соотношение

$$\frac{F_{кр}}{s} = \frac{1}{\varphi_1 \zeta}. \qquad (12.10)$$

Принимая, например, $\frac{\omega}{q} = 0{,}30$, $\zeta = 1{,}65$, $\chi = 0{,}85$, $\eta_д = 0{,}65$ $1 - \eta_д = 0{,}35$, получим,

$$\varphi = 1{,}02 + \frac{1}{3}\cdot 0{,}30 \cdot 0{,}35 = 1{,}055.$$

Тогда отношение площади критического сечения сопла $F_{кр}$ к сечению канала s

$$\frac{F_{кр}}{s} = \frac{1}{1{,}055 \cdot 0{,}85 \cdot 1{,}65} = \frac{1}{1{,}479} = 0{,}676 \approx 0{,}68.$$

Особенности внутренней баллистики безоткатных орудий

Основные явления выстрела с учетом особенностей баллистики безоткатного орудия. Явление выстрела из безоткатного орудия более сложно, чем явление выстрела из обычного орудия по ряду причин, описанных выше.

Через сопло вытекает в виде газов около $^2/_3$ веса всего заряда, наряду с пороховыми газами через сопло выбрасывается также и часть зерен пороха, который обычно бывает мелкозерненый (с семью каналами или короткое зерно с одним каналом) и легко увлекается вытекающими пороховыми газами. При относительно большом сечении сопла более значительно падает и температура пороховых газов в каморе и в канале ствола. При этом часть газов, двигающая снаряд, и часть газов, вытекающая вместе с частью пороха через сопло назад, строго говоря, работают в разных условиях; несомненно, имеется зона относительного покоя газовых слоев, в одну сторону от которой газы перемещаются в направлении снаряда, в другую сторону идет течение в направлении сопла.

Ввиду сложности рассматриваемого явления при решении задачи внутренней баллистики схематизируют и упрощают рассмат-

риваемые процессы, вводя в решение основной задачи следующие допущения.

1. Процесс истечения пороховых газов через сопло принимают установившимся, и к этому случаю применяют все формулы установившегося движения с введением опытных коэффициентов согласования.

2. Принимают, что отсутствует выброс не сгоревших еще зерен пороха через сопло, хотя на самом деле он имеет место. Так что, по сути дела, заменяют рассмотрение движения газопороховой смеси рассмотрением движения только пороховых газов того же веса.

3. При наличии большого отверстия сопла учитывается довольно значительное падение температуры газов:

$$\tau = \frac{T}{T_1} < 1.$$

Кроме того, остаются в силе все прежние допущения, принимавшиеся для обычных орудий (геометрический закон горения пороха и выведенные для него зависимости $\psi = f(z)$ и $\sigma = f_1(z)$, закон скорости горения $u = u_1 p$; принимается $\theta = \frac{c_p}{c_w} - 1 = \text{const}$ и другие).

Ниже приводится система уравнений, учитывающих особенности процессов, протекающих в безоткатных орудиях при выстреле.

Составление основной системы уравнений

Уравнения газообразования и притока газов

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\varkappa\sigma}{I_к} p,$$

$$\psi = \varkappa z + \varkappa\lambda z^2,$$

$$\sigma = 1 + 2\lambda z - \sqrt{1 + 4\frac{\lambda}{\varkappa}\psi}.$$

Уравнение расхода газов через сопло

$$\eta = \frac{\varphi_2 F_{кр} K_0}{\omega \sqrt{f}} \int_0^t \frac{p\,dt}{\sqrt{\tau}},$$

где φ_2 — коэффициент расхода для согласования расчетных и опытных значений η: $\varphi_2 \approx 0{,}95$.

В первом периоде температура падает медленно и можно принять $\tau = \tau_{ср} = \text{const}$. Тогда

$$\eta = \frac{\varphi_2 F_{кр} K_0}{\omega \sqrt{f \tau_{ср}}} \int_{t_0}^t p\,dt,$$

где

$$\int_{t_0}^{t} p\,dt = I_к (z - z_0).$$

Сопло обычно закрыто поддоном, который рассчитан так, что разрушается одновременно с началом движения снаряда при давлении p_0; в замкнутом объеме каморы давлению p_0 соответствуют значения ψ_0 и z_0. Сопло открывается, и истечение газов начинается при $p=p_0$, $\psi=\psi_0$ и $z=z_0$.

Тогда

$$\eta = \frac{\varphi_2 F_{кр} K_0 I_к}{\omega \sqrt{f\tau_{ср}}} (z - z_0) = \eta_к x.$$

Уравнение состояния газов при наличии истечения их. Учитывая, что свободный объем каморы при истечении (как и в миномете) выражается зависимостью

$$W_{\psi_\eta} = W_0 - \frac{\omega}{\delta}(1 - \psi) - \alpha\omega(\psi - \eta),$$

уравнение состояния газов напишем так:

$$p(W_{\psi_\eta} + sl) = RT\omega(\psi - \eta)$$

или

$$ps(l_{\psi_\eta} + l) = f\tau\omega(\psi - \eta),$$

где

$$\tau = \frac{T}{T_1}.$$

Основное уравнение внутренней баллистики. Уравнение энергии

Предварительно составляем баланс энергии при выстреле.

К данному моменту t сгорела часть заряда ψ и количество выделенной энергии (приток энергии) выражается зависимостью

$$EQ\omega\psi = \frac{RT_1}{\theta}\omega\psi = \frac{f\omega}{\theta}\psi.$$

Эта энергия расходуется:

а) на сообщение снаряду кинетической энергии $\frac{\varphi m v^2}{2}$;

б) на изменение внутренней энергии массы газа, находящегося в данный момент в канале ствола и имеющего температуру $T < T_1$;

$$\frac{RT}{\theta}\omega(\psi - \eta) = \frac{f\omega}{\theta}\tau(\psi - \eta).$$

Эту величину можно заменить выражением из уравнения состояния

$$\frac{ps(l_{\psi\eta} + l)}{\theta};$$

в) на сообщение движения газам, вытекшим через сопло к данному моменту; при этом надо иметь в виду, что энергия, затрачиваемая на перенос и проталкивание газов, будет больше, чем внутренняя энергия покоящихся газов, если бы они оставались в стволе.

Энергия, затрачиваемая на проталкивание газов, выражается зависимостью

$$Ec_pT\omega\eta = kEc_wT\omega\eta,$$

или

$$\frac{f\omega}{\theta}(1+\theta)\tau_{\text{ср}}\eta_{\text{к}}x = \frac{f\omega}{\theta}D'x,$$

где

$$D' = (1+\theta)\eta_{\text{к}}\tau_{\text{ср}}.$$

Приравнивая приход энергии расходу и перенося θ в последний член правой части, получим уравнение преобразования энергии

$$f\omega\psi = ps(l_{\psi_\eta}+l) + f\omega D'x + \frac{\theta\varphi mv^2}{2}.$$

Его можно переписать в обычном виде

$$ps(l_{\psi_\eta}+l) = f\omega(\psi - D'x) - \frac{\theta}{2}\varphi mv^2. \qquad (12.11)$$

Величина $D'x$ представляет собой часть энергии, расходуемую при выбрасывании газов через сопло.

5. Уравнения движения снаряда

$$ps\,dl = \varphi mv\,dv \qquad (12.12)$$

или

$$ps\,dt = \varphi m\,dv. \qquad (12.12')$$

Система этих уравнений решается в обычном виде с применением параметров и функций проф. Н. Ф. Дроздова.

Решение основной задачи внутренней баллистики для безоткатных орудий

Предварительный период (обычные формулы). Принимается, что истечение газов через сопло начинается одновременно с началом движения снаряда при давлении p_0:

$$\psi_0 = \frac{\frac{1}{\Delta} - \frac{1}{\delta}}{\frac{f}{p_0} + \alpha - \frac{1}{\delta}}; \quad \sigma_0 = \sqrt{1 + 4\frac{\lambda}{\varkappa}\psi_0}; \quad z_0 = \frac{\psi_0}{\varkappa}.$$

Первый период ($x = z - z_0$)

$$\psi = \psi_0 + k_1 x + \varkappa\lambda x^2, \tag{12.13}$$

$$v = \frac{sI_к}{\varphi m} x. \tag{12.14}$$

Разделив уравнение (12.12) на выражение (12.11), получим

$$\frac{dl}{l_{\psi\eta} + l} = \frac{\varphi m v\, dv}{f\omega(\psi - D'x) - \frac{\theta\varphi m v^2}{2}} = \frac{Bx\, dx}{\psi_0 + (k_1 - D')x - \left(\frac{B\theta}{2} - \varkappa\lambda\right)x^2} =$$

$$= -\frac{B}{B_1} \frac{x\, dx}{x^2 - \frac{k_1 - D'}{B_1} x - \frac{\psi_0}{B_1}}.$$

Решение этого дифференциального уравнения при $l_{\psi\eta} = l_{\psi\eta_{ср}} = l_c$, где $\psi_{ср} = \frac{\psi_0 + \psi}{2}$, приводят к обычному виду

$$\ln\left(1 + \frac{l}{l_c}\right) = -\frac{B}{B_1} \ln Z_x$$

или

$$l = l_c(Z_x^{-B/B_1} - 1), \tag{12.15}$$

где $Z_x = \int_0^x \frac{x\, dx}{x^2 - \frac{k_1 - D'}{B_1} x - \frac{\psi_0}{B_1}}$ — интеграл проф. Н. Ф. Дроздова, в котором истечение газов через сопло учитывается вычитаемым D' из обычной величины k_1.

Как известно $Z_x = f(\gamma, \beta)$; для рассматриваемого случая с учетом истечения газов через сопло выражения для γ и β будут отличаться от аналогичных величин, приведенных в гл. VII:

$$\gamma = \frac{B_1\psi_0}{(k_1 - D')^2} \quad \text{и} \quad \beta = \frac{B_1}{(k_1 - D')} x,$$

т. е. γ и β при данном x имеют другие величины по сравнению с величинами γ и β для обычного орудия при тех же условиях заряжания, так как из k_1 вычитается характеристика расхода газов D'.

Давление газов находится из основного уравнения

$$p = \frac{f\omega}{s} \frac{\psi - D'x - \frac{B\theta}{2} x^2}{l_{\psi\eta} + l}. \tag{12.16}$$

Здесь также из ψ вычитается величина $D'x$, что отличает эту формулу от обычной.

Величину x_m находят по формуле, аналогичной обычной:

$$x_m = \frac{k_1 - D'}{2B_1 + B}.$$

По этой величине x_m и по формулам (12.13)—(12.16) находят ψ_m, v_m, l_m и p_{max}. По величине $x_к = 1 - z_0$ по тем же формулам находят элементы конца первого периода ($\psi_к = 1$): $v_к$, $l_к$, $p_к$. Эти значения являются начальными для второго периода.

Второй период — адиабатическое расширение пороховых газов с одновременным истечением газов через сопло. Этот период характеризуется тем, что порох сгорел весь ($\psi = 1$), но истечение газов продолжается одновременно с движением части их за снарядом; относительная часть вытекающих к данному моменту газов $\eta = Y/\omega$ продолжает расти и $\eta > \eta_к$; продолжает увеличиваться и скорость снаряда: $v > v_к$.

Для решения имеем систему двух уравнений:

$$ps\,dl = \varphi m v\,dv, \tag{12.12}$$

$$ps(l_{1\eta} + l) = f\omega(1 - D'x) - \frac{\theta\varphi m v^2}{2}. \tag{12.11}$$

Так как расход газов через сопло

$$D'x = (1 + \theta)\tau_к x - (1 + \theta)\frac{\varphi_2 F_{кр} K_0}{\omega\sqrt{f\tau_{ср}}} I_к x$$

пропорционален импульсу давления $I - I_0$, отсчитываемому от начала движения снаряда, а скорость снаряда v также пропорциональна величине $I - I_0 = \int_{\psi_0}^{\psi} p\,dt$ независимо от того, сгорел порох или нет, то величина v пропорциональна x и во втором периоде. Поэтому можно решать систему уравнений (12.12) и (12.11) для второго периода по методу, примененному в первом периоде; получится лишь несколько иное выражение для интеграла пути. Разделив равенство (12.12) на равенство (12.11), получим

$$\frac{dl}{l_{1\eta} + l} = \frac{\varphi m v\,dv}{f\omega\left[1 - D'x - \frac{v^2}{v_{пр}^2}\right]} = B\,\frac{x\,dx}{1 - D'x - \frac{B\theta}{2}x^2},$$

так как

$$\frac{v^2}{v_{пр}^2} = \frac{B\theta}{2}x^2.$$

Здесь $B_1 = \frac{B\theta}{2}$ и $\frac{B}{B_1} = \frac{2}{\theta}$,

$$\frac{dl}{l_{1\eta} + l} = -\frac{2}{\theta}\,\frac{x\,dx}{x^2 + \frac{D'}{B_1}x - \frac{1}{B_1}}.$$

Обозначая $\frac{B_1}{D'}x=\beta$ и $\frac{B_1}{D'^2}=\gamma$ и умножая числитель и знаменатель правой части на $\frac{B_1^2}{D'^2}$, получаем

$$\frac{dl}{l_{1\eta}+l}=-\frac{2}{\theta}\frac{\beta\,d\beta}{\beta^2+\beta-\gamma}=-\frac{2}{\theta}d\ln Z.$$

Интегрируя предыдущее равенство, имеем

$$\frac{l_{1\eta_{ср}}+l}{l_{1\eta_{ср}}+l_к}=\left(\frac{Z}{Z_к}\right)^{-\frac{2}{\theta}},$$

где

$$Z=\int_0^{\beta}\frac{\beta\,d\beta}{\beta^2+\beta-\gamma};\quad Z_к=\int_0^{\beta_к}\frac{\beta\,d\beta}{\beta^2+\beta-\gamma}.$$

Окончательно имеем связь между l и x (или v) в виде

$$l=(l_{1\eta_{ср}}+l_к)\left(\frac{Z}{Z_к}\right)^{-\frac{2}{\theta}}-l_{1\eta_{ср}}. \tag{12.17}$$

Формула получилась того же типа, что и формула для первого периода, но функция Z отличается от интеграла проф. Н. Ф. Дроздова Z_x тем, что входные величины γ и β иные, чем в интеграле Z_x, и, кроме того, в подынтегральном выражении в знаменателе величина β имеет знак «+», а не «—». Этот интеграл можно найти по тому же методу, как находится интеграл Z_x.

После аналогичных преобразований получим

$$Z=\left(1-\frac{\beta}{b-1}\right)^{\frac{b-1}{b}}\left(1+\frac{\beta}{b+1}\right)^{\frac{b+1}{b}},$$

где

$$b=\sqrt{1+4\gamma}\quad\text{и}\quad\gamma=\frac{B_1}{D'^2}=\frac{B\theta}{2D'^2}.$$

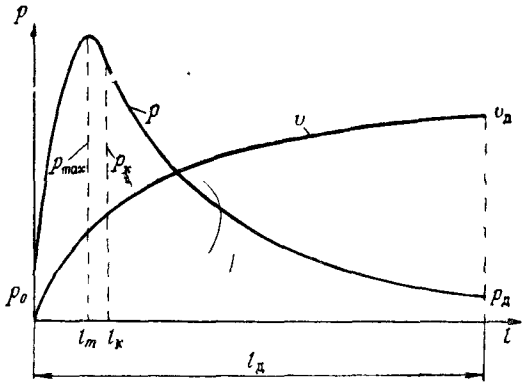
Давление во втором периоде находят по формуле

$$p=\frac{f\omega}{s}\,\frac{1-D'x-\frac{B\theta}{2}x^2}{l_{1\eta}+l}, \tag{12.18}$$

где

$$x=x_к\frac{v}{v_к}.$$

Обычно кривая давления газов p, l в канале безоткатного орудия бывает «острая», порох сгорает быстро при небольшом значении $\Lambda_к=1{,}0\div1{,}5$ и во втором периоде кривая адиабатического расширения с истечением падает быстро; дульные давления невелики (фиг. 12.7).



Фиг 12.7. Кривые p, l и v, l для безоткатного орудия

12.3. ОСОБЕННОСТИ ВНУТРЕННЕЙ БАЛЛИСТИКИ МИНОМЕТОВ

Особенности выстрела из миномета

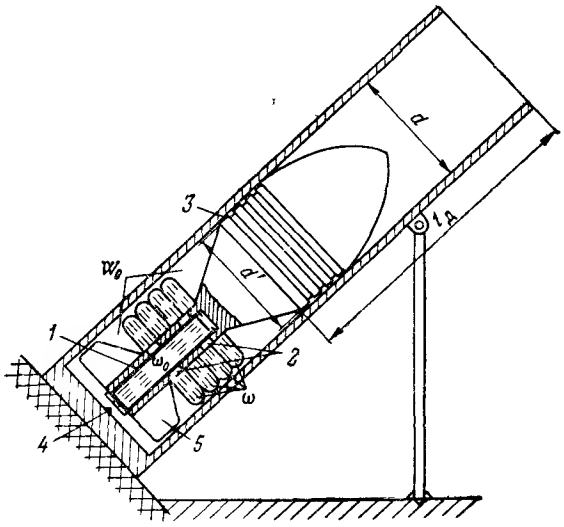
По сравнению с выстрелом из обычного артиллерийского орудия выстрел из миномета имеет ряд особенностей.

1. Первая особенность — устройство и расположение заряда. Ниже приводится схема устройства миномета (фиг. 12.8).

Основной заряд миномета помещается в картонном патроне (гильзе), вставленном в трубку стабилизатора *1* (хвост мины). Трубка имеет четыре или шесть рядов круглых отверстий *2*, через которые пороховые газы, образующиеся внутри гильзы после пробития картона, должны вытекать в заминный объем и воспламенять дополнительный заряд ω.

При заряжании мина опускается по каналу ствола вниз, вытесняя воздух через зазор *3*. Капсюль патрона с основным зарядом ударяется о жало *4*, закрепленное в дне канала миномета; происходит воспламенение капсюля и порохового заряда; при этом порох горит сначала в замкнутом объеме патрона при довольно высокой плотности заряжания $\Delta_0=0{,}50\div0{,}60$. В некоторый момент давление газов пробивает стенки картонной гильзы, и через отверстия *2* в трубке стабилизатора газы основного заряда вытекают в объем каморы W_0 (заминный объем).

В таких условиях очень быстрого горения весьма тонкого мелкого пороха наибольшее давление газов внутри трубки стабилизатора, как показали опыты, в значительной мере зависит как от величины отверстий трубок и толщины стенок гильзы, так и от температуры заряда. В результате от *небольшой разницы* в давлениях, при которых пробиваются стенки гильзы, может получиться *большой* разброс величин наибольшего давления в трубке стабилизатора. Поэтому именно в миномете в большей степени, чем в орудии,



Фиг 12 8. Схема устройства миномета

имеют значение состав, вес капсюля-воспламенителя и быстрота сгорания пороха; чем больше даваемый воспламенителем импульс, тем однообразнее воспламеняется порох.

2. Следующая особенность состоит в том, что газы основного заряда ω_0, сгорающего сначала внутри каморы стабилизатора при $\Delta=0{,}50\div0{,}60$, вытекая в заминный объем, сильно расширяются и охлаждаются. Так как поверхность крыльев стабилизатора *5* и донной части мины велика, а плотность заряжания основного заряда по отношению ко всему объему каморы W_0 мала ($\Delta\approx0{,}01$), происходит большая потеря на теплоотдачу стенкам канала и мины. Эта потеря еще более увеличивается вследствие медленного движения мины и большого промежутка времени, в течение которого газы соприкасаются со стенками миномета.

Если имеются дополнительные заряды ω, то порох в них воспламеняется под действием газов основного заряда, и движение мины

происходит под действием суммарного давления газов основного и дополнительных зарядов.

3. Третья особенность выстрела из миномета — прорыв газов через зазор между миной и каналом ствола. Благодаря наличию зазора *3* между миной и стенками канала часть газов будет прорываться через этот зазор с самого начала движения мины, и, следовательно, их энергия не используется.

В крановых минометах при открытом дистанционном кране значительная часть газов вытекает также и через кран. Расход газов через зазор и кран учитывается на основе общих зависимостей газодинамики.

Как показывают съемки высокоскоростной фотографией, значительная часть газов вылетает из канала ствола миномета до того, как из ствола появляется мина, сопровождаемая вылетом основной массы газов. Эта прорывающаяся через зазор часть газов, не участвующая в сообщении мине скорости, составляет от 10 до 15% всего количества, тогда как в обычном орудии доля газов, прорывающаяся по зазорам между ведущим пояском и нарезами, ничтожна.

4. Четвертая особенность состоит в том, что давление форсирования практически можно считать равным нулю. Точно так же в гладком стволе отсутствует затрата энергии на преодоление трения и на вращение мины.

Таким образом, решение задачи внутренней баллистики, с одной стороны, упрощается тем, что давление форсирования и часть второстепенных работ принимаются равными нулю, а с другой стороны, усложняется вследствие необходимости учитывать бо́льшую потерю на теплоотдачу и расход газов через зазор.

Так как при выстреле из обычного миномета с упором в плиту откат фактически отсутствует, а относительный вес заряда $\frac{\omega}{q}$ очень мал (0,01—0,02 при полном заряде), то практически можно принимать коэффициент $\varphi = 1$.

Для сохранения единства методики и обозначений параметров и функций излагаемое дальше решение основной задачи внутренней баллистики для минометов приведено в обозначениях проф. П. Ф. Дроздова, принятых для обычных артиллерийских орудий.

Аналитическое решение основной задачи для гладкоствольных минометов

(Упрощенный метод проф. М. Е. Серебрякова)

В основу аналитического решения положены следующие допущения.

1. Давление форсирования отсутствует. Миномет с кольцевым зазором между миной и каналом ствола; его площадь $s_{заз}$.

2. Горение основного заряда в трубке стабилизатора не рассматривается.

Газы основного заряда, вытекающие из трубки стабилизатора в заминный объем, создают давление p_0, при котором воспламеняется порох дополнительных зарядов. Таким образом основной заряд является воспламенителем для дополнительных.

3. Воспламенение дополнительных зарядов принимается мгновенным и одновременным для всех зерен и во всех точках поверхности каждого зерна.

4. Горение зерен дополнительных зарядов идет параллельными слоями по геометрическому закону горения и выражается известными формулами:

$$\psi = \varkappa z + \varkappa\lambda z^2;$$

$$\sigma = 1 + 2\lambda z.$$

5. Скорость горения пороха пропорциональна давлению (в первой степени):

$$u = \frac{de}{dt} = u_1 p,$$

где u_1 — скорость горения при $p=1$.

6. Движение мины начинается при давлении p_0 одновременно с началом горения дополнительных зарядов (при $p=p_0$, $\psi_0=0$; $l=0$; $v=0$).

7. Истечение газов через зазор начинается одновременно с началом горения дополнительных зарядов и с началом движения мины.

8. Полный импульс нарастания давления $\int_0^{t_к} p\,dt = \frac{e_1}{u_1}$ не зависит от плотности заряжания Δ и от величины начального давления p_0, при котором воспламеняется порох.

9. Расход газов через зазор на основе общих формул газодинамики пропорционален импульсу нарастания давления:

$$Y = \omega\eta = \zeta' A s_{заз} \int_0^t p\,dt = \zeta' A s_{заз} I,$$

где η — часть газов, вытекшая через зазор;

A — коэффициент истечения:

$$A = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{\frac{2gk}{k+1}\,\frac{1}{f}};$$

ζ' — коэффициент расхода, характеризующий форму отверстия или зазора; для круглого отверстия $\zeta'=0{,}95$; для щелевого серповидного $\zeta'\approx 0{,}66$;

$s_{заз}$ — площадь сечения зазора.

10. Теплоотдача учитывалась опытами в специальной установке, на которой основной заряд сгорает в тех же условиях, что и в миномете.

Определяя из опыта на этой установке в постоянном объеме наибольшее давление газов основного заряда p_{max0}, находим силу пороха f_0 основного заряда с учетом охлаждения газов за счет истечения их из трубки стабилизатора в заминный объем и за счет нагревания стенок канала и крыльев стабилизатора:

$$f_0 = p_{max0}\left(\frac{1}{\Delta_0} - \alpha_0\right),$$

где Δ_0 — плотность заряжания основного заряда по отношению ко всему заминному объему W_0 (каморе).

Величина f_0 получается значительно меньше, чем сила f дополнительных зарядов из пороха той же природы, которая определяется на основе опытов в обычной манометрической бомбе.

Дальнейшей теплоотдачей во время движения мины пренебрегают (так как стенки канала и мины нагреваются газами, прорывающимися по кольцевому зазору и опережающими мину) или учитывают косвенно. Так как газы не совершают работу на вращение мины, на преодоление трения по нарезам и на откат, а $\frac{\omega}{q} = 1\%$, то коэффициент учета второстепенных работ φ можно принять равным единице.

В явлении выстрела из миномета можно различать следующие периоды:

1) горение основного заряда до пробития отверстий в гильзе и истечение газов в камору; эта фаза при сделанных допущениях аналогична предварительному периоду;

2) первый период соответствует горению дополнительных зарядов с одновременным истечением части газов через зазор (l меняется от нуля до $l_к$);

3) второй период — расширение образовавшихся в первом периоде газов с одновременным истечением их через зазор $s_{заз}$.

Движение мины и истечение газов через зазор (на основании принятых допущений) начинается с давления p_0, создаваемого газами основного заряда; p_0 можно определить на опытной установке:

$$p_0 = \frac{f_0\omega_0}{W_0 - \frac{\omega}{\delta} - \alpha\omega_0} = \frac{f\Delta_0}{1 - \frac{\Delta}{\delta} - \alpha_0\Delta_0},$$

где $\Delta=\dfrac{\omega}{W_0}$.

Если обозначить

s — площадь поперечного сечения канала миномета: $s=\dfrac{\pi}{4}d^2$;

s' — площадь поперечного сечения мины в месте центрующего утолщения; $s'<s$,

то площадь зазора между миной и стенками канала

$$s_{\text{заз}}=s-s'.$$

Скорость снаряда определяется из уравнения движения

$$\varphi m\,dv=s'p\,dt,$$

$$v=\frac{s'}{\varphi m}\int_0^t p\,dt=\frac{s'}{\varphi m}I=\frac{s'I_{\text{к}}}{\varphi m}z,$$

где

$$z=\frac{I}{I_{\text{к}}}=\frac{e}{e_1}.$$

Для решения задачи имеем следующую систему уравнений.

1. Основное уравнение пиродинамики с учетом истечения части газов через зазор и потери на теплоотдачу

$$sp(l'_\psi+l)=f_0\omega_0+f\omega\psi-f'Y-\frac{\theta}{2}\varphi mv^2,$$

где

$$l'_\psi=\frac{1}{s}\left[W_0-\frac{\omega}{\delta}(1-\psi)-\alpha(\omega\psi-Y)-\alpha_0\omega_0\right]$$

учитывает расход газов через зазор s—s'.

Величина f' — сила смеси газов основного и дополнительного зарядов; по существу она изменяется во время горения дополнительного заряда от f_0 до $\dfrac{f_0\omega_0+f\omega}{\omega_0+\omega}<f$, имея в промежуточные моменты значение

$$f'=\frac{f_0\omega_0+f\omega\psi}{\omega_0+\omega\psi}.$$

Так как теплоотдачу стенкам во время первого периода прямо пока не учитывают, то косвенно ее можно учесть, взяв значение f дополнительных зарядов больше, чем f'. В таком случае основное уравнение перепишем так:

$$sp(l'_\psi+l)=f_0\omega_0+f(\omega\psi-Y)-\frac{\theta}{2}\varphi mv^2. \qquad (12.19)$$

2. Уравнение движения мины

$$s' p\, dl = \varphi m v\, dv. \tag{12.20}$$

3. Закон горения пороха (геометрический) для пластинчатых мелких порохов

$$\psi = \varkappa z + \varkappa\lambda z^2.$$

4. Формула для скорости мины

$$v = \frac{s' I_к}{\varphi m} z.$$

5. Относительный расход газов

$$\eta = \frac{Y}{\omega} = \frac{\zeta' A s_{заз} I_к}{\omega} z = \eta_к z, \tag{12.21}$$

где

$$\eta_к = \frac{\zeta' A s_{заз} I_к}{\omega} = \frac{\zeta' A s_{заз}}{\omega} \frac{e_1}{u_1};$$

$\zeta' < 1$ — коэффициент, учитывающий форму отверстия истечения;
$\eta_к$ — относительный расход газов к концу горения пороха.

Введем обозначения:

$$B' = \frac{s' I_к^2}{f\omega\varphi m} = \left(\frac{s'}{s}\right)^2 \frac{s^2 I_к^2}{f\omega\varphi m} = \left(\frac{s'}{s}\right)^2 B;$$

$\chi_0 = \frac{f_0\omega_0}{f\omega}$ — относительная энергия основного заряда.

Заменяя в уравнении (12.19) величины ψ, v и Y (или η) их выражениями через z, получим основное уравнение внутренней баллистики в следующем виде:

$$sp(l'_\psi + l) = f\omega\left[\chi_0 + \varkappa z + \varkappa\lambda z^2 - \eta_к z - \frac{B'\theta}{2} z^2\right] =$$

$$= f\omega\left[\chi_0 + (\varkappa - \eta_к) z - \left(\frac{B'\theta}{2} - \varkappa\lambda\right) z^2\right]. \tag{12.22}$$

Из уравнения (12.20) имеем

$$s' p\, dl = \frac{s'^2 I_к^2}{\varphi m} z\, dz. \tag{12.20'}$$

Разделив почленно (12.20′) на (12.22), получим

$$\frac{s'}{s} \frac{dl}{l'_\psi + l} = B' \frac{z\, dz}{\chi_0 + k'_1 z - B'_1 z^2} =$$

$$= -\frac{B'}{B_1'}\frac{z\,dz}{z^2-\frac{k_1'}{B_1'}z-\frac{\chi_0}{B_1'}} = -\frac{B'}{B_1'}d\ln Z,$$

где $k_1'=\varkappa-\eta_к$; $B_1'=\frac{B'\theta}{2}-\varkappa\lambda$; $A_s=\frac{s}{s'}\frac{B'}{B_1'}$.

Z — известная функция проф. Н. Ф. Дроздова. Итак, получаем

$$\frac{dl}{l_\psi'+l} = -A_s\cdot\frac{z\,dz}{\xi_1(z)} = -A_s d\ln Z. \qquad (12.23)$$

Уравнение (12.23) может быть решено точно по методу проф. Н. Ф. Дроздова приведением к виду линейного дифференциального уравнения первого порядка, но учитывая, что плотности заряжания в минометах невелики ($\Delta<0{,}15$) и, следовательно, l_ψ' меняется очень мало, можно положить l_ψ' средним значением $l_\psi'=l_{\psi(\mathbf{p})}'$. После интегрирования получаем простое выражение для пути мины в виде

$$\frac{l_{\psi_{ср}}'+l}{l_{\psi_{ср}}'} = 1+\frac{l}{l_{\psi_{ср}}'} = Z^{-A_s},$$

откуда

$$l = l_{\psi_{ср}}'(Z^{-A_s}-1). \qquad (12.24)$$

$\lg Z^{-1}$ определяется по таблице проф. Н. Ф. Дроздова (см. стр. 417) по входным величинам

$$\gamma=\frac{B_1'\chi_0}{k_1'^2}; \qquad \beta=\frac{B_1'}{k_1'}z.$$

Следовательно, решение задачи для первого периода в миномете отличается от решения для артиллерийского орудия лишь тем, что при z вместо коэффициента $k_1=\varkappa\sigma_0$ появился коэффициент $k_1'=\varkappa-\eta_к$, вместо ψ_0 появилась величина $\chi_0=\frac{f_0\omega_0}{f\omega}$ и вместо B — величина $B'=B\left(\frac{s'}{s}\right)^2$. Эти особенности условий выстрела в минометах сказываются на величинах $\gamma=\frac{B_1'\chi_0}{k_1'^2}$ и $\beta=\frac{B_1'}{k_1'}z$, что, в свою очередь, увеличивает значение Z^{-1} и пути l и уменьшает величину давления p по сравнению с давлением при условии отсутствия истечения газа через зазор.

Давление p находят по формуле, получаемой из уравнения (12.19):

$$p=\frac{f\omega}{s}\,\frac{\chi_0+\psi-\eta-\frac{\theta}{2}\,\frac{\varphi m v^2}{f\omega}}{l'_\psi+l}=\frac{f\omega}{s}\,\frac{\chi_0+k'_1 z-B'_1 z^2}{l'_\psi+l}. \qquad (12.25)$$

Для определения z_m, соответствующего наибольшему давлению газов $p_{\max}$, дифференцируем это выражение по z и, используя уравнение (12.23), после ряда преобразований получаем

$$z_m=\frac{\varkappa\left(1+\frac{p_{\max}}{f\delta_1}\right)-\eta_к\left(1+\frac{\alpha p_{\max}}{f}\right)}{B'\left(\frac{s}{s'}+\theta\right)-2\varkappa\lambda\left(1+\frac{p_{\max}}{f\delta_1}\right)}=\frac{\varkappa-\eta_к\left(\frac{1+\frac{\alpha p_{\max}}{f}}{1+\frac{p_{\max}}{f\delta_1}}\right)}{\frac{B'\left(\frac{s}{s'}+\theta\right)}{1+\frac{p_{\max}}{f\delta_1}}-2\varkappa\lambda},$$

где $\frac{1}{\delta_1}=\alpha-\frac{1}{\delta}$.

При $\eta_к=0$ и $s=s'$ эта формула превращается в обычную формулу для z_m.

Если $z_m<1$, имеем реальный максимум давления; если $z_m>1$, максимум нереальный, и в этом случае наибольшим фактическим давлением будет давление в конце горения $p_к$:

$$p_к=\frac{f\omega}{s}\,\frac{1+\chi_0-\eta_к-\frac{B'\theta}{2}}{l'_1+l_к},$$

где

$$l'_1=l_0[1-\alpha\Delta(1-\eta_к)] \quad \text{и} \quad \Delta_к=\frac{\omega}{W_0}(1-\eta_к)=\Delta(1-\eta_к).$$

Остальные элементы в конце первого периода будут

$$v_к=\frac{s'I_к}{\varphi m}; \quad l_к=l'_{\psi ср}(Z_к^{-A_s}-1).$$

причем

$$\beta_к=\frac{B'_1}{k'_1}.$$

Для решения задачи во втором периоде, когда $\psi=1$, имеем следующую систему уравнений:

$$sp(l'_1+l)=f_0\omega_0+f\omega(1-\eta_к z')-\frac{\theta}{2}\varphi m v^2, \qquad (12.26)$$

$$s'p\,dl=\varphi m v\,dv, \tag{12.20}$$

где

$$z'=\frac{I}{I_к}=\frac{\int\limits_0^t p\,dt}{\int\limits_0^{t_к} p\,dt}=\frac{v}{v_к},$$

причем здесь z' уже больше единицы.

Величина $\eta_к z'$ учитывает продолжающееся и во втором периоде истечение газов через зазор. Как и в первом периоде, полный расход пропорционален импульсу давления газов, который, в свою очередь, пропорционален скорости снаряда.

Уравнение (12.26) можно переписать так:

$$sp(l_1'+l)=f\omega\left[\chi_0+1-\frac{\eta_к}{v_к}v-\frac{v^2}{v_{пр}^2}\right], \tag{12.26'}$$

где

$$\eta_к=\frac{\zeta' A s_{заз} I_к}{\omega};\quad v_к=\frac{s' I_к}{\varphi m},$$

$$v_{пр}^2=\frac{2f\omega}{\varphi\theta m};$$

$$\frac{\eta_к}{v_к}=\frac{\zeta' A s_{заз} I_к}{\omega}\frac{\varphi m}{s' I_к}=\zeta' A\frac{\varphi}{g}\frac{q}{\omega}\frac{s_{заз}}{s'}=\eta_к'.$$

Делим уравнение (12.20) на выражение (12.26'):

$$\frac{dl}{l_1'+l}=\frac{s}{s'}\frac{\varphi m}{f\omega}\frac{v\,dv}{1+\chi_0-\eta_к' v-\frac{v^2}{v_{пр}^2}}=-\frac{s}{s'}\frac{2}{\theta}\frac{v\,dv}{v^2+\eta_к' v_{пр}^2 v-(1+\chi_0)v_{пр}^2}$$

или

$$\frac{dl}{l_1'+l}=-\frac{s}{s'}\frac{2}{\theta}\frac{v\,dv}{v^2+\tau_{i2}v-\tau_{i3}}, \tag{12.27}$$

где

$$\tau_{i2}=\eta_к' v_{пр}^2=2\zeta' A\frac{f}{\theta}\frac{s_{заз}}{s'}=\frac{\eta_к}{\frac{v_к}{v_{пр}^2}}=\frac{\tau_{iк}}{v_к}v_{пр}^2,$$

$$\tau_{i3}=(1+\chi_0)v_{пр}^2=(1+\chi_0)\frac{2f\omega}{\varphi\theta m}=v_{пр}'^2.$$

Интегрируя уравнение (12.27), получим

$$\int\limits_{l_к}^{l}\frac{dl}{l_1'+l}=-\frac{s}{s'}\frac{2}{\theta}\int\limits_{v_к}^{v}\frac{v\,dv}{v^2+\tau_{i2}v-\tau_{i3}}, \tag{12.28}$$

$$\int_{l_к}^{l} \frac{dl}{l_1' + l} = \ln \frac{l_1' + l}{l_1' + l_к}. \qquad (12.29)$$

Интеграл правой части находим, разлагая предварительно подынтегральную функцию на простейшие дроби, следуя методу, предложенному проф. Н. Ф. Дроздовым.

Находим корни уравнения $v^2 + \eta_2 v - \eta_3 = \xi'(v) = 0$:

$$v = -\frac{\eta_2}{2}\left(1 \pm \sqrt{1 + 4\frac{\eta}{\eta_2^2}}\right) = -\frac{\eta_2}{2}(1 \pm b),$$

где

$$\frac{\eta_2}{2} = \frac{f}{\theta}\frac{s_{заз}}{s'}\zeta' A; \quad b = \sqrt{1 + 4\frac{\eta_3}{\eta_2^2}} = \sqrt{1 + 4\gamma};$$

$$\gamma = \frac{\eta_3}{\eta_2^2} = \frac{(1 + \chi_0) v_{пр}^2}{\eta_1'^2 (v_{пр}^2)^2} = \frac{1 + \chi_0}{v_{пр}^2 \eta_к'^2}, \quad \text{где } \eta_к' = \frac{\eta_к}{v_{пр}};$$

$$\gamma = \frac{(1 + \chi_0)}{\eta_к}\left(\frac{v_к^2}{v_{пр}^2}\right) = \frac{(1 + \chi_0)}{\eta_к}\frac{B'\theta}{2};$$

$$v_1 = -\frac{\eta_2}{2}(1 + b); \quad v_2 = -\frac{\eta_2}{2}(1 - b) = \frac{\eta_2}{2}(b - 1);$$

$$\eta_к = \frac{\zeta' A s_{заз} I_к}{\omega};$$

$$v_2 - v_1 = \eta_2 b; \quad \frac{v}{\xi'(v)} = \frac{A_1}{v - v_1} + \frac{A_2}{v - v_2};$$

$$A_1 = \frac{b + 1}{2b}; \quad A_2 = \frac{b - 1}{2b};$$

$$\int_{v_к}^{v} \frac{v\,dv}{\xi'(v)} = \frac{b+1}{2b}\int_{v_к}^{v} \frac{dv}{v - v_1} + \frac{b-1}{2b}\int_{v_к}^{v} \frac{dv}{v - v_2} =$$

$$= \ln\left(\frac{v - v_1}{v_к - v_1}\right)^{\frac{b+1}{2b}}\left(\frac{v - v_2}{v_к - v_2}\right)^{\frac{b-1}{2b}} = \ln \frac{Z_v'}{Z_{v_к}'}. \qquad (12.30)$$

Подставляя выражения (12.29) и (12.30) в уравнение (12.28), получим

$$\left(\frac{l_1' + l}{l_1' + l_к}\right)^{-\frac{s'}{s}\frac{\theta}{2}} = \left(\frac{l_1' + l_к}{l_1' + l}\right)^{\frac{s'}{s}\frac{\theta}{2}} = \left(\frac{v - v_1}{v_к - v_1}\right)^{\frac{b+1}{2b}}\left(\frac{v - v_2}{v_к - v_2}\right)^{\frac{b-1}{2b}} = \frac{Z_v'}{Z_{v_к}'}$$

или окончательно имеем

$$\left(\frac{l_1'+l_к}{l_1'+l}\right)^{\frac{s'}{s}\theta}=\left(\frac{v-v_1}{v_к-v_1}\right)^{\frac{b+1}{b}}\left(\frac{v-v_2}{v_к-v_2}\right)^{\frac{b-1}{b}},$$

$$l=l_1'\left[\left(1+\frac{l_к}{l_1'}\right)\left(\frac{Z_v'}{Z_{v_к}'}\right)^{-\frac{s}{s'}\frac{2}{\theta}}-1\right]. \qquad (12.31)$$

По этому уравнению, задаваясь величинами $v>v_к$, находим сначала значения левой части, а затем соответствующие значения пути снаряда l; построив график, интерполированием или графически находим значение $v_д$ соответственно значению $l_д$ и для контроля проверяем расчет еще раз при $v=v_д$.

Давление определяется по формуле

$$p=\frac{f\omega}{s}\frac{\left(1+\chi_0-\frac{\tau_к}{v_к}v-\frac{v^2}{v_{пр}^2}\right)}{l_1'+l}. \qquad (12.32)$$

Пример. Расчет баллистических элементов для 82-*мм* миномета

Исходные данные

$W_0=0{,}720$; $l_д=10{,}20$; $s=0{,}5277$; $s_{заз}=0{,}0082$; $f=1120\cdot10^3$;
$q=3{,}4$; $l_0=1{,}363$; $\omega_0=0{,}0072$; $\omega=0{,}0366$; $\alpha=0{,}85$;
$f_0=679\cdot10^3$; $\Lambda_д=7{,}48$; $\varkappa\lambda=-0{,}255$; $I_к=55$; $A\xi_1'=0{,}004$.
$\theta=0{,}15$; $c_q=6{,}16$; $A=0{,}006$; $\xi_1'=0{,}666$;
$\varkappa=1{,}255$; $\Delta=0{,}0608$; $\varphi=1$;
$\delta=1{,}64$;

ξ_1' — коэффициент, учитывающий форму отверстия истечения; величина его 0,666 взята по данным опытов на специальной установке.

Расчет констант

$\chi_0=0{,}1192$; $\eta_к=0{,}04923$; $B'=0{,}5923$;
$B_1'=0{,}2994$; $\frac{B'}{B_1'}=1{,}979$; $\gamma=0{,}02452$; $\beta_к=0{,}2483$.

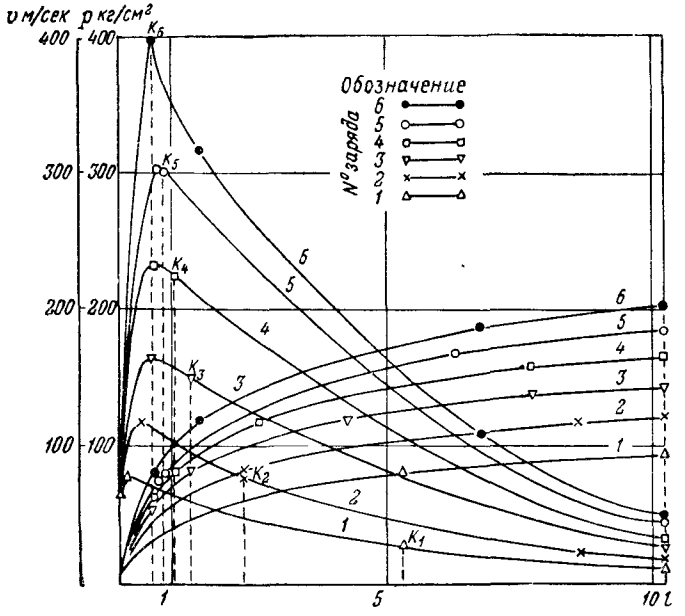
Результаты расчета

Элементы выстрела: $l_m = l_к = 0{,}700$ *дм*; $p_д = 48$ *кг/см²*; $p_к = p_{max} = 398$ *кг/см²*; $v_д = 205{,}5$ *м/сек*.

Эти результаты близки к опытным данным $p_{max} = 380 \div 390$, $v_д = 202 \div 205$.

При тех же константах и $\theta = 0{,}20$, $p_к = p_{max} = 392$; $v_д = 201{,}0$.

При $\theta = 0{,}18$ получилось бы лучшее совпадение результатов расчетов с опытными данными.



Фиг. 12.9. Кривые p, l и v, l, рассчитанные для миномета при разных зарядах.

Приведенные результаты расчетов показывают, что выведенные выше аналитические формулы дают возможность с хорошей точностью рассчитать баллистические элементы выстрела из миномета ($p_к$, p_{max}, $l_к$, l_m, $v_к$, v_m, $p_д$, $v_д$) и построить кривые давлений пороховых газов и скорости снаряда функции от его пути.

В случае наличия только основного заряда ω_0 и отсутствия дополнительных зарядов ω задача решается *как для случая мгновенного сгорания заряда* с учетом теплоотдачи за счет понижения силы пороха f до f_0, определяемой на специальной установке или теоретическими расчетами.

На фиг. 12. 9 нанесены кривые p, l и v, l, рассчитанные для миномета при разных зарядах. По мере уменьшения заряда конец горения пороха переносится к дульному срезу, а p_{max} и v_0 понижаются.

Понятие о баллистическом проектировании минометов

Целью баллистического проектирования миномета является нахождение размеров канала ствола и условий заряжания, необходимых для сообщения мине данного калибра и веса определенной скорости у дульного среза. Надо найти объем каморы W_0, длину пути мины по каналу $l_д$, вес заряда ω, толщину пороха $2e_1$ и величину наибольшего давления p_{max}. Кроме того, могут быть заданы еще дополнительные условия, например величина давления p_{max} и др.

Задача проектирования миномета, так же как и нарезных стволов, является неопределенной и допускает множество решений.

Проф. Г. В. Оппоков * рекомендует следующую методику баллистического проектирования минометов.

По величине коэффициента могущества $C_\varepsilon = \frac{q v_д^2}{2gd^3} = c_q \frac{v_д^2}{2g}$ сначала рассчитываются p_{max} и Δ:

$$p_{max} = 30C_\varepsilon; \quad \Delta = 0{,}0045C_\varepsilon \text{ или } \Delta = 0{,}00015p_{max} \ кг/см^2,$$

где C_ε в $т \cdot м/дм^3$.

Баллистический расчет ствола производится по наибольшему заряду. Величина η_ω для полных зарядов велика, так как кривая давления при полном заряде «острая», и горение заканчивается вблизи p_{max}; $\psi \approx 1$. Для 120-*мм* миномета $\eta_\omega = 132$ $т \cdot м/кг$, для 107-*мм* 130 $т \cdot м/кг$, для 82-*мм* 166 $т \cdot м/кг$.

В большинстве случаев при проектировании минометов объем каморы W_0 имеет уже заранее заданную величину, так как определяется размерами и формой хвостовой части мины при ее опускании до дна, когда капсюль соприкасается с жалом ударника.

После сбора сведений о существующих образцах и их анализа проводится дальнейший расчет в следующем порядке:

1) $E_д = \frac{m v_д^2}{2}$;

2) $C_\varepsilon = \frac{E_д}{d^3} = q \frac{v_д^2}{2g}$;

3) $p_{max} = 30C_\varepsilon \ кг/см^2$;

4) $\Delta = 0{,}0045C_\varepsilon \ кг/дм^3$;

5) W_0 известна.

* Г. В. Оппоков, Баллистика гладкоствольных систем, изд. Артакадемии им. Дзержинского, 1943.

Тогда

6) $\omega = \Delta W_0$;

7) $\eta_\omega = \frac{2v_д^2}{2g\omega} = \frac{E_д}{\omega}$;

8) $v_{пр} = \sqrt{\frac{2gf}{\varphi\theta}\frac{\omega}{q}}$;

9) $p_{пр} = \frac{f\Delta}{1 - \frac{\Delta}{\delta}}$ *.

Затем, задаваясь величиной $p_{max}/p_{пр}$, входят в специальные таблицы ** и находят величины B, $\Lambda_д = \frac{l_д}{l_0}$, $\Lambda_v = \frac{v_{m\,таб}}{v_{к\,таб}}$, $\eta = \frac{p_{ср}}{p_{max}}$ и другие баллистические элементы. Получив в результате расчета первого варианта при некоторых значениях p_{max} и Δ определенные величины $l_д$ и других характеристик, следует для дальнейшего расчета принять еще 2—3 значения Δ, соседних с Δ первого варианта, и снова найти все характеристики минометa и условия заряжания и после сравнения полученных данных найти ту плотность заряжания, при которой полный путь $l_д$ будет наименьшим (без большого снижения коэффициента η_ω). После этого изменяют p_{max} на $\pm$ 30÷50 *кг/см*^{2}, рассчитывают характеристики еще ряда вариантов и определяют наиболее приемлемое значение p_{max}. Для окончательно выбранного варианта рассчитывают кривые p, l и v, l. Толщина пороха $2e_1$ определяется только для окончательно выбранного варианта:

$$2e_1 = \frac{2u_1}{s}\sqrt{Bf\omega\varphi m}.$$

---

* Давление $p_{пр} = \frac{f\Delta}{1 - \Delta/\delta}$ аналогично давлению $p_1 = \frac{f\Delta}{1 - \alpha\Delta}$, но отнесено к начальному свободному объему $W_0\left(1 - \frac{\Delta}{\delta}\right)$, а не к объему в конце горения $W_0(1 - \alpha\Delta)$.

** Г. В. Оппоков, Баллистика гладкоствольных систем, изд. Артакадемии им. Дзержинского, 1943.

ЛИТЕРАТУРА

К первому разделу

1. Будников М А., Быстров И. В., Левкович Н. А., Сиротинский В. Ф., Шехтер Б. И., Взрывчатые вещества и пороха, Оборонгиз, 1955.
2. Бринк А. Ф., Внутренняя баллистика, СПБ, изд. Морского Министерства, 1901.
3. Граве И. П., Опыт теоретического исследования закона развития давления при горении пороха в неизменяемом пространстве, изд. Артакадемии, диссертация, 1904.
4. Граве И. П., По поводу последних крупповских опытов по внутренней баллистике, «Артиллерийский журнал», 1914, № 8 и 9.
5. Граве И. П., Внутренняя баллистика, Пиростатика, изд. Артакадемии, 1938.
6. Гальвиц, Артиллерийские пороха и заряды, перевод с немецкого под ред. К. К. Снитко, Оборонгиз, 1950.
7. Зельдович Я. Б., О горении коллоидных порохов, ЖЭТФ, 1942, т. XII.
8. Корнин Ю. А., К вопросу об интегральном критерии Шмица, «Известия Артакадемии», 1959, т. 115.
9. Корнер Д., Внутренняя баллистика орудий, перевод с англ. под ред. И. П. Граве, ИЛ, 1953.
10. В. Д. Куров, Ю. М. Должанский, Основы проектирования пороховых ракетных снарядов, Оборонгиз, 1961.
11. Серебряков М. Е., Введение в изучение физического закона горения, изд. Артакадемии, диссертация, 1929.
12. Серебряков М. Е., Физический закон горения во внутренней баллистике, Оборонгиз, 1940.

Ко второму разделу

1. Баррер, Ванденкерхове и др. Движение ракет, перевод с франц., ИЛ, 1959.
2. Граве И. П., Внутренняя баллистика. Пиродинамика, изд. Артакадемии, вып. III, 1936
3. Граве И. П., Вопрос о повышении начальной скорости снаряда при стрельбе, «Известия Артакадемии», т. XXX, 1940.

3а. Град, Резонансное горение в ракетных двигателях, «Вопросы ракетной техники», вып. 2, 1951.

4. Серебряков М. Е., Внутренняя баллистика, Оборонгиз, 1949.
5. Уимпресс, Внутренняя баллистика пороховых ракет, перев. с англ., ИЛ, 1952.
6. Циолковский К. Э., Исследование мировых пространств реактивными приборами, 1903.

7. Bory, Essai sur la balistique de la fusée. Mémorial de l'artillerie française, 1923.

8. Gutman V. R., Solid Propellant Burning Rate Theory, ARS, 1960, 30, No. 9, p. 908—910.

9. M. P. Langevin, Note sur les éffets balistiques de la detente des gaz de la poudre dans une tuyère convergente—divergente. Mém. de l'art. française, 923.

10. McClure F. T., Hart R. W., Bird J. F., Acoustic Instability in Solid Fuel Rockets, ARS, 1960, 30, No. 9, p. 908—910.

11. Maxwell W. R., Joung G. H., Solid Rocket Boosters. The Aeroplane and Astronautics, 16, XII, 1960, p. 810—812.

12. Stone M. W., Slotted Tube Grain Design, ARS-II, 1961, p. 223—228.

13. Tavernier P., Prache P., Berger J., Contribution á l'étude de l'erosion des poudres colloidales. Mémorial des poudres, XXXVII—1955, p. 208—215, Paris, Imprimerie National.

14. Wandenkerchowe, Recent Advances in Solid Propellant Grain Design, ARS, 1959, 29, No. 7, p. 483—491.

16. Жидкие и твердые ракетные топлива, сб. переводов под редакцией проф. Ю. Х. Шаулова, ИЛ, 1959.

К третьему разделу

1. Бетехтин С. А., Виницкий А. М., Горохов М. С., Станюкович К. П., Федотов И. Д., Газодинамические основы внутренней баллистики, Оборонгиз, 1957.

2. Вентцель Д. А., Внутренняя баллистика, ч. II, изд Военно-воздушной академии им. Н. Е. Жуковского, 1939.

3. Граве И. П., Внутренняя баллистика. Пиродинамика, изд. Артакадемии им Дзержинского, вып. II, 1934; вып. IV, 1937.

4. Горохов М. С., Теория дульных тормозов, изд. ТГУ, 1943.

5. Забудский Н А., О давлении пороховых газов в канале 3-*дм* пушки и скоростях снаряда в различных ее сечениях, СПБ, 1914.

6. Мамонтов М. А., Некоторые случаи течения газов, Оборонгиз, 1951.

7. Окунев Б. Н., Основы баллистики, ч. I и II, Воениздат, 1943.

8. Слухоцкий В. Е., Теория дульных тормозов, изд. АНИИ, 1930.

9. Сергеев М. М., Теория и расчет дульного тормоза, Оборонгиз, 1939.

10. Серебряков М. Е., Внутренняя баллистика, Оборонгиз, 1949.

11. Станюкович К. П., Неустановившееся движение сплошной среды, Техтеоретиздат, 1958.

12. Таскин А. А., Явления в канале огнестрельного оружия при выстреле, Оборонгиз, 1946.

13. Шкворниксв П. Н., К вопросу о движении пороховых газов в заснарядном пространстве, «Известия Артакадемии», т. 44, 1944.

К четвертому разделу

1. Аггарвал, Соотношение между давлением форсирования и наибольшим давлением, Труды Национального института наук Индии, т. XX, № 3, 1954.

2. Граве И. П., Основные формулы для давления пороховых газов и скорости снаряда в случае комбинированных зарядов, изд. ВТА РККА, 1930.

3. Граве И. П., Внутренняя баллистика. Пиродинамика, изд Артакадемии им. Дзержинского, вып. I, II и III, 1934—1937.

4. Горохов М. С. и Свиридов А. И., Основные вопросы внутренней баллистики, Труды НИИ ММ ТГУ, 1940.
5. Горохов М. С., Внутренняя баллистика, изд. ТГУ, 1943.
6 Дроздов Н. Ф., Решение основной задачи внутренней баллистики для зарядов простых и составных, изд. Академии артиллерийских наук, 1950.
7. Дроздов Н. Ф., Решение основной задачи внутренней баллистики, «Артиллерийский журнал», 1903, № 8.
8. Дроздов Н. Ф., Решение задач внутренней баллистики для бездымного пороха трубчатой формы, изд. Артакадемии, 1941.
9 Иванов И. И., Основания проектирования материальной части артиллерии, Внутренняя баллистика, ч. I, изд. Артакадемии, 1938.
10. Корнер Д., Внутренняя баллистика орудий, перев. с англ. под ред. И. П. Граве, ИЛ, 1953.
11. Капур Д. Н., Метод эквивалентного заряда в общей теории комбинированных зарядов, Нью-Дели (VIII—1955; I—1956).
12. Мелентьев П. В., Решение задач внутренней баллистики разложением в ряд Тэйлора, Бюллетень НТК-АУ, 1932.
13. Оппоков Г. В., О точности некоторых аналитических способов решения основной задачи внутренней баллистики для первого периода, Бюллетень НТК-АУ, 1932, № 2.
14. Окунев Б. Н., Баллистические сборники для решения задач внутренней баллистики, Известия Военно-морской академии, вып. 5, 1940.
15. Оппоков Г. В., Основные проблемы внутренней баллистики, Оборонгиз, 1940.
16. Оппоков Г. В., Численный анализ применительно к артиллерийской технике, Оборонгиз, 1939.
17. Серебряков М. Е., Физический закон во внутренней баллистике, Оборонгиз, 1940.
18. Серебряков М. Е., Внутренняя баллистика комбинированных зарядов, изд. Артакадемии, 1956.
19. Слухоцкий В. Е., Производительность зарядов, «Известия Артакадемии», т. 18, 1934.
20. Слухоцкий В. Е., Поправочные формулы внутренней баллистики, изд. АНИИ АУ, 1940.
21 Сюго, Внутренняя баллистика, перев. с франц. под ред. И. П. Граве, изд. Артакадемии им. Дзержинского, 1929.
22. Трофимов В. М., Производительность стрельбы, изд. КОСАРТОП, 1925.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

Предисловие 3
Основные обозначения 6
Введение 9

Раздел первый

Теоретические основы внутренней баллистики

Глава 1. Основные сведения из термодинамики 27
1. 1. Параметры состояния газа 27
1. 2. Уравнения состояния газа 29
1. 3. Смесь газов 32
1. 4. Термодинамические процессы 35
1. 5. Теплоемкость газа 38
1. 6. Внутренняя энергия газа 41
1. 7. Внешняя работа газа 43
1. 8. Закон сохранения энергии. Принцип эквивалентности теплоты и работы 45
1. 9. Первый закон термодинамики 46
1. 10. Метод исследования термодинамических процессов 47
1. 11. Энтальпия 49
1. 12. Изобарный процесс 50
1. 13. Изотермический процесс 50
1. 14. Адиабатный процесс 51
1. 15. Политропный процесс 54
1. 16. Процессы обратимые и необратимые 57
1. 17. Цикл Карно 58
1. 18. Второй закон термодинамики 61
1. 19. Понятие об энтропии 64
Глава II. Основные сведения из газодинамики 67
2. 1. Разновидности газовых потоков 67
2. 2. Постановка задачи для одномерного течения газа 69
2. 3. Уравнение движения 70
2. 4. Уравнение сохранения массы 71
2. 5. Уравнение энергии 72
2. 6. Система уравнений 76
2. 7. Уравнение количества движения 77
2. 8. Скорость звука 79
2. 9. Скорость течения газа 80
2. 10. Критические параметры потока 83

Стр.

2. 11. Связь между давлением и площадью сечения газовой струи. Секундный расход газа 85
2. 12. Сверхзвуковое сопло 88
2. 13. Особенности сверхзвукового сопла и режимы его работы . . . 92
2. 14. Сопло с косым срезом 96
2. 15. Сила тяги 97
2. 16. Удельная тяга 104

Глава III. Законы горения порохов и образоваиия газов в постоянном объеме 105
3. 1. Пороха и их характеристики. Классификация и устройство зарядов 106
3. 2. Горение пороха 123
3. 3. Кинетика горения пороха 129
3. 4. Связь между давлением и условиями заряжания при сгорании пороха в постоянном объеме 164
3. 5. Теоретическая зависимость $p=f(t)$ при сгорании пороха в постоянном объеме 171
3. 6. Учет потерь на теплоотдачу стенкам при горении пороха в постоянном объеме 176
3. 7. Физический закон горения порохов 182
3. 8. Особенности горения порохов с узкими каналами 194
3. 9. Интегральные диаграммы и их применение 205
3. 10. Баллистический анализ порохов по опытам в манометрической бомбе 216
3. 11. Особенности горения комбинированных зарядов 217
3. 12. Особенности горения пороха в постоянном объеме при истечении пороховых газов через сопло 228

Раздел второй

Особенности горения порохового заряда в каморе ракеты

Глава IV. Внутренняя баллистика пороховых ракет 241
4. 1. Особенности горения порохового заряда в каморе ракеты . . . 243
4. 2. Форма пороховых шашек 249
4. 3. Воспламенение заряда в каморе ракеты 255
4. 4. Устойчивость горения заряда 259
4. 5. Влияние температуры заряда и тепловых потерь на процесс его горения 265
4. 6. Прочность и хрупкость порохового заряда 271
4. 7. О механизме горения твердого ракетного топлива. Явление эрозии 274
4. 8. Решение задачи внутренней баллистики для пороховых ракет . 286
4. 9. Понятие о турбореактивных снарядах 303
4. 10. О новых видах твердых топлив для ракет 305

Раздел третий

Физические основы явления выстрела из ствольных систем

Глава V. Физические основы процесса выстрела до вылета снаряда из канала ствола 311

Стр.

5. 1. Явление выстрела, основные процессы и зависимости 311
5. 2. Исследование основных зависимостей при выстреле 324
5. 3. Силы, возникающие при движении снаряда по нарезному каналу ствола 336
5. 4. Второстепенные работы пороховых газов при выстреле 346
5. 5. Зависимость между давлением на дно канала и на дно снаряда 356
5. 6. Влияние формы каморы на процесс развития давления 360
5. 7. Учет теплоотдачи стенкам ствола в орудии при выстреле 361
Глава VI. Период последействия газов на снаряд и ствол 369
6. 1. Последействие газов на ствол. Теория свободного отката ствола без дульного тормоза 371
6. 2. Дульные тормоза 386
6. 3. Последействие газов на снаряд 391

Раздел четвертый

Основные задачи внутренней баллистики и методы их решения. Решение задач внутренней баллистики и основные закономерности процесса выстрела для ствольных систем

Глава VII. Решение основной задачи внутренней баллистики аналитическими методами 408
7. 1. Постановка задачи, система уравнений, основные допущения . 408
7. 2. Аналитический метод решения основной задачи при геометрическом законе горения 410
7. 3. Решение задачи внутренней баллистики для комбинированного заряда 436
7. 4. Решение задачи внутренней баллистики на основе физического закона горения 443
Глава VIII. Численные методы, таблицы, поправочные формулы. Понятие о применении электронных счетных машин 454
8. 1. Численные методы решения 454
8. 2. Таблицы для решения задач внутренней баллистики 469
8. 3. Основные сведения из теории подобия 499
8. 4. Поправочные формулы внутренней баллистики 503
8. 5. Понятие о решении задачи внутренней баллистики с помощью быстродействующих счетных машин 512
Глава IX. Основные закономерности процесса выстрела при разных условиях заряжания 522
9. 1. Случай мгновенного сгорания пороха 523
9. 2. Основные зависимости для пороха с постоянной поверхностью горения при $p_0=0$ 526
9. 3. Сохранение $p_{max}=\text{const}$ при изменении некоторых условий заряжания 535
9. 4. Влияние изменения закона скорости горения на изменение некоторых баллистических характеристик выстрела 541
9. 5. Влияние формы пороха и его размеров на давление газов и скорость снаряда 546
9. 6. Влияние изменения давления форсирования p_0 на изменение баллистических элементов выстрела 552

Стр.

9. 7. Влияние постепенного врезания пояска снаряда в нарезы на баллистические элементы выстрела 554
Глава X. Баллистическое проектирование ствольных систем обычной схемы 562
10. 1. Задача баллистического пректирования ствола 562
10. 2. Из истории развития баллистического проектирования в Советском Союзе 565
10. 3. Баллистические характеристики орудий 567
10. 4. Теоретические основы баллистического проектирования орудий 571
10. 5. Разработка методики баллистического проектирования 587
10. 6. Практика баллистического расчета 597
10. 7. Баллистическое проектирование при комбинированных зарядах 615
10. 8. Дополнительные сведения 624
Глава XI. Особенности некоторых специальных видов ствольного оружия 628
11. 1. Особенности внутренней баллистики стрелкового оружия 628
11. 2. Особенности внутренней баллистики при стрельбе подкалиберными снарядами 633
11. 3. Понятие об особенностях внутренней баллистики стволов с коническим каналом 638
11. 4. Баллистические возможности порохов высокой прогрессивности 648
11. 5. Использование легких газов для получения очень высоких начальных скоростей 656
Глава XII. Ствольные системы с истечением газов во время горения пороха 665
12. 1. Понятие об особенностях внутренней баллистики газодинамического орудия 665
12. 2. Особенности внутренней баллистики безоткатных орудий (БО) 670
12. 3. Особенности внутренней баллистики минометов 682
Литература:
К первому разделу 697
Ко второму разделу 697
К третьему разделу 698
К четвертому разделу 698

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
100	7 снизу	$I\left(\frac{F_a}{F_{кр}}, \frac{p_н}{p_0}\right)$	$Ф\left(\frac{F_a}{F_{кр}}, \frac{p_н}{p_0}\right)$
165	9 сверху	(3.18′)	(3.27)
181	14 сверху	(3.32)	(3.46)
205	15 снизу	(см. стр. 244—246)	(см. стр. 214—216)
234	10 снизу	$\tau = I_к/p_{max} - p_в$	$\tau = I_к/(p_{max} - p_в)$
286	1 снизу (2 раза)	$(1 - x_a)^{\frac{k-1}{k}}$	$\left(1 - x_a^{\frac{k-1}{k}}\right)$
287	9 сверху		
288	12 снизу	$= -\frac{U_e}{g}\omega\mu U_e$	$= \frac{U_e}{g}\omega = \mu U_e$
301	1—2 сверху	где $F_д$ — суммарная ... ... в диафрагме, характеризует	где $F_д$ — суммарная ... ... в диафрагме, $\varkappa_д$ характеризует
343	2 сверху	$m = \frac{d^2x}{dt^2}$	$m\frac{d^2x}{dt^2}$
366	8 снизу	$= \frac{2 + \frac{D}{l_{кам}}4}{D_{кам}/2D_{кам}} + \frac{2}{l_{кам}}$	$= \frac{2 + \frac{D_{кам}}{l_{кам}}}{D_{кам}/2} = \frac{4}{D_{кам}} + \frac{2}{l_{кам}}$
366	4 снизу	$+ 2\chi\frac{a}{l_0}\Big)$	$+ 2\chi\frac{d}{l_0}\Big)$
366	1 снизу	чем меньше калибр, тем больше потеря на теплоотдачу и Δ.	чем меньше калибр и Δ, тем больше потеря на теплоотдачу.
367	1 сверху		
384	5 снизу	$-\frac{\omega}{g}\frac{v^2_{a\,д}}{2}$	$-\frac{\omega}{g}\frac{v_{a\,д}}{2}$
403	9 сверху	$W_0 l_0 -$	$W_0,\ l_0 =$
417	В колонке 13 13 сверху	0,062	0,0621
429	2 сверху в числителе	$s^2 I_к$	$s^2 I_к^2$
434	формула (7.6)	$\frac{x\,dx}{x_2 -}$	$\frac{x\,dx}{x^2 -}$
458	6 сверху	$= l'''_n + hl''_{n\,ср} =$	$= l''_n + hl'''_{n\,ср}$
485	3 снизу в числителе	$\psi + \frac{B\theta}{2}x^2$	$\psi - \frac{B\theta}{2}x^2$
491	2 сверху	$D = \frac{ak_1^2}{B} - \frac{(1+\theta)}{l_Δ} =$	$D = \frac{ak_1^2}{B}\ \frac{(1+\theta)}{l_Δ} =$

Продолжение

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть
558	В табл. 9.5 колонка 4 2 снизу	694	654
608	1 сверху	$\frac{v_2^д}{2g}$	$\frac{v_д^2}{2g}$
608	В колонке 7 5 снизу	$= I_к = 2u_1$	$= I_к\ 2u_1$
609	5 сверху	$l_0 =;$	$l_0 = \frac{W_0}{s};$
657	10 снизу	$\frac{\varphi m v_1^2}{2} =$	$\frac{\varphi m v_д^2}{2} =$

Заказ № 324/1746